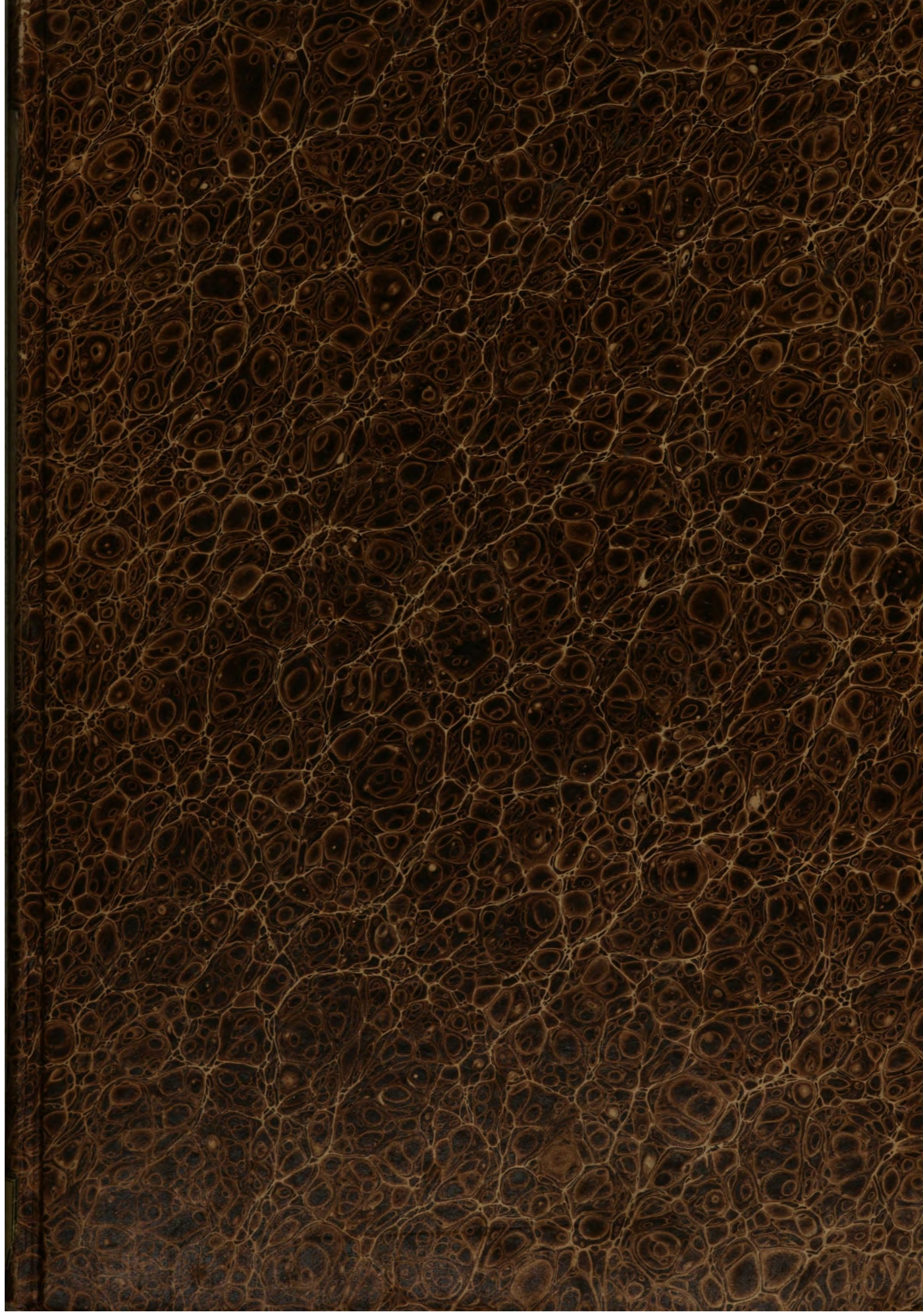




A. hydr. 1178.

Zeuner

LOCOMOTIVEN-BEABZEUGER

VERGLEICHENDE UND THEORETISCHE ABHANDLUNG

VON

JOHANNES KEILER

UND

ADOLF W. KUNIG

VERLAG

LEIPZIG

VERLAG VON C. F. W. VENTZKE

1874

ZUR

VERGLEICHENDE ABHANDLUNG

C DAS

LOCOMOTIVEN-BLASROHR.

EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE UNTERSUCHUNGEN

ÜBER DIE

ZUGERZEUGUNG DURCH DAMPFSTRAHLEN

UND ÜBER DIE

SAUGENDE WIRKUNG DER FLÜSSIGKEITSSTRAHLEN

ÜBERHAUPT.

VON
Bayerische
Staatsbibliothek
München

DR. GUSTAV ZEUNER,

PROFESSOR DER MECHANIK UND THEORETISCHEN MASCHINENLEHRE
AM EIDGENÖSSISCHEN POLYTECHNIKUM ZU ZÜRICH.

Mit 25 in den Text eingedruckten Holzstichen und 2 lithographirten Tafeln.

ZÜRICH

VERLAG VON MEYER & ZELLER.

1863.

204 - 1/29,

Der Verfasser behält sich das Recht der Uebersetzung dieses Werkes in andre Sprachen vor.



VORREDE.

Die in dieser Schrift niedergelegten Untersuchungen über die saugende Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen führen auf eine vollständige Theorie der anfachenden Wirkung des Locomotivenblasrohres, einer Vorrichtung, die zu den wichtigsten und unentbehrlichsten Theilen der Locomotiven gehört.

Die Wirkung der Blasrohrvorrichtung ist bis jetzt in keiner Schrift auf theoretischem Wege näher erklärt und so dargestellt worden, dass man hätte erkennen können, welchen Einfluss die Haupttheile der Feuerungsanlage der Locomotive, der Blasrohr- und Essenquerschnitt, der Blasrohrdruck u. s. w. auf die Stärke der Luftverdünnung in der Rauchkammer hat; welche Beziehungen stattfinden zwischen der von der Vorrichtung zur Anfachung des Feuers herbeigesaugten Luftmenge und der Dampfmenge, die in gleicher Zeit das Blasrohr ausstösst.

Der Vorgang am Locomotivenblasrohr bildet aber eine der interessantesten Ausflusserscheinungen und hat gewiss, ohne Ausnahme, Jeden, der die eigenthümliche Wirkung dieser Vorrichtung aufmerksam betrachtete, zum Nachdenken erregt, welcher Zusammenhang zwischen den Dimensionen der hier in Frage kommenden Theile der Locomotive, der Art der Dampfbenutzung im Cylinder und der herbeigeführten Luftmenge wohl stattfinden möge. Beim nähern Herantreten an diese Frage und bei dem ersten Versuche auf analytischem Wege das Gesetz zu ermitteln, nach welchem der unter den eigenthümlichen Verhältnissen, wie das

bei der Blasrohrvorrichtung der Fall ist, aus einer Mündung tretende Dampfstrahl, atmosphärische Luft herbeisaugt, trifft man auf wenig Ermuthigendes. Der Vorgang erscheint ganz ausserordentlich verwickelt.

Die Schwierigkeiten, die sich einer mathematischen Behandlung der Frage entgegenstellen, liegen aber weniger in der Erklärung der eigentlich saugenden Wirkung der Dampfstrahlen, denn man hat es hier im Grunde mit den allbekannten Gesetzen „vom hydraulischen Druck“ zu thun, sondern vielmehr darin, dass die Formeln, die man bisher allgemein bei Untersuchungen über den Ausfluss der Gase und Dämpfe benutzte, ihrer logarithmischen Form wegen für die Untersuchungen in der angedeuteten Richtung gänzlich unbrauchbar sind. Bei den bis jetzt gebräuchlichen Ausflussformeln für Wasserdämpfe kommt überdies noch hinzu, dass deren Ableitungen auf unhaltbaren Hypothesen beruhen.

Erst nachdem es mir gelang, auf rationellem Wege eine neue Ausflussformel für gesättigte Dämpfe abzuleiten und das merkwürdige Verhalten des Wasserdampfes beim Ausströmen aus Gefässmündungen näher darzulegen, war mir die Möglichkeit gegeben, die Frage weiter zu verfolgen, und so ergaben sich mir, speziell für die Wirkung des Blasrohrapparates die im dritten Abschnitte angegebenen Hauptformeln, die sich durch ihre Einfachheit auszeichnen, nach welchen sich mit Leichtigkeit alle Vorgänge verfolgen lassen und aus denen man unmittelbar erkennen kann, welchen Einfluss die Hauptdimensionen der Feuerungsanordnung der Locomotiven auf die anfachende Wirkung des Blasrohres haben.

Die Untersuchungen vorliegender Schrift beschränken sich aber keineswegs auf die Untersuchung der Wirkung des Blasrohrapparates allein. Die allgemeinen Gleichungen, welche im zweiten Abschnitte, zur Beurtheilung der saugenden Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen überhaupt, entwickelt sind, geben zugleich die Theorie einer Reihe anderer Apparate, bei denen man ausströmende Flüssigkeiten in gleicher Art, wie den Dampf beim Blasrohre, zum Herbeisaugen und Fortführen anderer Flüssigkeiten verwendet und erklären einige der interessantesten hydraulischen Beobachtungen von Magnus und v. Feilitsch.

Als Ausgangspunkt für diese Untersuchungen dienen die im ersten Capitel des zweiten Abschnittes abgeleiteten Formeln für den Ausfluss der Gase und Dämpfe aus Gefässmündungen. Aus diesen Entwicklungen wird hervorgehen, welche bedeutungsvolle Rolle die Hauptlehren der „**mechanischen Wärmetheorie**“ auch bei den Untersuchungen dieser Art spielen und welch weites Feld wissenschaftlicher Forschungen nach dieser Richtung hin sich eröffnet! In der Lehre von der Bewegung der flüssigen Körper, vor Allem der elastisch-flüssigen, wird man in Zukunft die vollständige Kenntniss der neuen Wärmelehre voraussetzen müssen.

In Bezug auf meine Entwicklung der allgemeinen, für jede Flüssigkeit gültigen Ausflussformel halte ich indessen für nöthig, zu bemerken, dass es mir leicht gewesen wäre, einen allgemeineren Weg einzuschlagen, eine strengere Ableitung zu geben, ich durfte aber den Zweck der Schrift nicht aus den Augen verlieren. Bei möglichster Kürze und Einfachheit in der Herleitung der Ausflussformeln suchte ich mehr den innigen Zusammenhang dieser Formeln mit den Hauptgleichungen, auf welche die mechanische Wärmetheorie führt, hervortreten zu lassen.

Die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen über die saugende Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen finden durch die im ersten Abschnitte angegebenen Resultate meiner zahlreichen Versuche mit Dampfstrahlen ihre volle Bestätigung. Die Beschreibung der Versuche und die Angabe der Resultate derselben habe ich den theoretischen Untersuchungen vorausgeschickt, um den Gang der mathematischen Entwicklungen nicht zu stören und weil ich annahm, es werde dadurch die Uebersichtlichkeit des Ganzen erhöht.

Was endlich die Ausstattung des Werkchens betrifft, so habe ich Sorge getragen, dass dasselbe hinsichtlich des Formates und Druckes meinem früher erschienenen Buche: „**Die Schiebersteuerungen, mit besonderer Berücksichtigung der Locomotivensteuerungen**“ zweite Auflage. Freiberg 1862, äusserlich vollkommen gleiche. Die soeben genannte Schrift und die vorliegende sollen, obgleich sie ihrem Inhalte nach gänzlich unabhängig von einander sind, gewissermaassen als die ersten beiden Bände einer Reihe von Schriften gelten, die ich nach und nach über die Locomotive zu veröffentlichen gedenke. Mein Bestreben bei Abfassung dieser

Schriften ist dahin gerichtet, die einzelnen Theile der Locomotive und alle damit zusammenhängenden Fragen möglichst abgerundet und vollständig, dem heutigen Standpunkte der Wissenschaft entsprechend, darzustellen.

Aus der günstigen Beurtheilung, welche meinem Werkchen: „**Die Schiebersteuerungen**“ zu Theil wurde, glaube ich schliessen zu dürfen, dass ich zunächst bei dieser Schrift meine Absicht erreichte; möchte sich nun auch die vorliegende Arbeit der gleichen Beachtung erfreuen!

Zürich, im April 1863.

Gustav Zeuner.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	1
Erster Abschnitt.	
Versuche über die Zugerzeugung durch Dampfstrahlen.	
Erstes Capitel.	
Beschreibung des Versuchsapparates	15
Zweites Capitel.	
Ergebnisse der Vorversuche	20
Drittes Capitel.	
Ergebnisse der Versuche bei geschlossenem Gehäuse	28
Viertes Capitel.	
Ergebnisse der Versuche bei offenem Gehäuse und Bestimmung der angesaugten Luftmengen	34
Zweiter Abschnitt.	
Theorie der Zugerzeugung durch Dampfstrahlen.	
Erstes Capitel.	
Ausfluss der Flüssigkeiten aus Gefässmündungen	58
A. Ausfluss der permanenten Gase	67
a) Ausfluss bei constanter Dichtigkeit	68
b) Ausfluss bei constanter Temperatur	70
c) Ausfluss ohne Zu- und Ableitung von Wärme	71
B. Ausfluss des gesättigten Wasserdampfes	76
Zweites Capitel.	
Theorie der Vorgänge bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse	97
A. Das Wasser als saugende Flüssigkeit	102
Versuche von Magnus und v. Feilitzsch	106
Neue Versuche	112
B. Der Wasserdampf als saugende Flüssigkeit	117

Drittes Capitel.

Theorie der Vorgänge bei den Versuchen mit offenem

Gehäuse	126
A. Untersuchung der saugenden Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen überhaupt	126
B. Erklärung der saugenden Wirkung der Dampfstrahlen am Versuchsapparate	136
C. Berechnung der angesaugten Luftmengen	146

Dritter Abschnitt.

Ueber die anfachende Wirkung des Locomotiven-
blasrohres.

Bestimmung der durch die Blasrohrvorrichtung herbeigeführten Luftmenge .	160
Regulirung des Zuges durch Veränderung der Blasrohrmündung	168
Regulirung des Zuges durch Veränderung des Essenquerschnittes	173
Regulirung des Zuges durch Verdecken einzelner Reihen der Heizröhren .	179
Regulirung des Zuges durch Veränderung der Widerstände	184
Vergleich der verschiedenen Regulirungsmethoden	186
Das Ausströmen der Gase und Dämpfe bei veränderlichem Drucke	192
Das Ausströmen des Dampfes aus dem Cylinder der Dampfmaschine mit Schiebersteuerung	199
Ueber den Blasrohrdruck	215
Ueber die Luftverdünnung in der Rauchkammer	219
Ueber den Wirkungsgrad der Blasrohrvorrichtung	227

EINLEITUNG.

Es giebt keine Maschine, die in gleicher Ausdehnung und nach so verschiedenen Richtungen hin zu wissenschaftlichen Forschungen anregt, wie die Locomotive; fast jeder einzelne Theil derselben bietet Stoff zu umfassenden, interessanten Studien, zu denen der Theoretiker um so mehr Veranlassung findet, als ihm bei aufmerksamer Beobachtung und bei seiner Berührung mit der Praxis eine ganze Reihe von Fragen entgentreten, die bis jetzt nur sehr unbefriedigend beantwortet werden konnten und unter denen sich selbst solche befinden, bei denen noch nicht einmal der Versuch einer theoretischen Lösung vorliegt.

Besonders wird man bei näherer Betrachtung der Vorrichtungen, die zusammen die eigentliche Feuerungsanlage der Locomotive ausmachen, auf ein Feld geführt, das zum Theil noch gänzlich brach liegt.

Die theoretischen Untersuchungen, die uns bis jetzt nach dieser Richtung hin vorliegen, erstrecken sich nur auf die eine Frage nach dem Gesetze der Wärmeabgabe der Verbrennungsgase an das Kesselwasser. Bei der Feuerungsanlage der Locomotive strömt bekanntlich die atmosphärische Luft durch den Rost und die Brennstoffschicht in die Feuerbüchse, strömt von da durch eine grosse Menge enger vom Wasser umgebener Röhren in die Rauchkammer und dann durch die Esse ins Freie. Auf dem Wege nach der Rauchkammer geben die Gase die Wärme, die sie vom Brennmaterial aufnehmen, durch die Feuerbüchsen- und Heizröhrenwände zum grössern Theil an das Kesselwasser ab.

Redtenbacher hat nun zuerst gezeigt (Gesetze des Locomotivbaues. Mannheim 1855), welche Wärmemenge bei einem solchen Verbrennungsprocesse und bei dieser Feuerungsanlage in den Kessel tritt und nach welchem Gesetze die Temperatur der Feuerluft auf ihrem Wege von der Feuerbüchse nach der Rauchkammer abnimmt.

Aus diesen Rechnungen lassen sich schon sehr wichtige Schlüsse ziehen über die Ausnutzung des Brennmaterials bei Locomotivenfeuerungen und über die Dampfmenge, die in gewisser Zeit bei gegebener Heizfläche und bei bestimmten Brennstoffaufwand erzeugt werden kann. Diese Untersuchungen sind jedoch nach einer Richtung hin noch unvollständig, denn sie geben keinen Aufschluss darüber, welchen Einfluss einer der wichtigsten Theile der Feuerungsanlagen der Locomotiven, die Blasrohrvorrichtung, auf den Gang der Heizung und der Dampfentwicklung hat.

Bei der grossen Arbeitsstärke der heutigen Locomotive erfordert die Erzeugung der nöthigen Dampfmenge die Verbrennung beträchtlicher Mengen von Brennmaterial. Soll diese Verbrennung möglichst vollkommen erfolgen, so ist für Herbeischaffung der erforderlichen Menge atmosphärischer Luft zu sorgen.

Man kann annehmen, dass bei den Locomotiven heutiger Bauart bei gewöhnlichem Laufe in jeder Secunde ungefähr 1 bis 2 Cubikmeter Luft durch den Rost und die Brennstoffschicht in die Feuerbüchse, von da durch die engen Heizröhren, 100 bis 220 an Zahl, nach der Rauchkammer und von da durch die Esse ins Freie getrieben werden muss. Es bedarf hierzu eines äusserst kräftigen Zuges, der nur auf künstlichem Wege erzeugt werden kann.

Es ist bekannt, auf welche überraschend einfache Art man jetzt bei allen Locomotiven diesen Zug hervorbringt und dass man hierzu den während der Fahrt aus den Dampfeylindern tretenden Dampf benutzt. Fig. 1. Taf. I. stellt den Längenschnitt eines Locomotivkessels dar und Fig. 2. einen Querschnitt desselben durch die Rauchkammer.

Der Dampf, welcher in den Cylindern *AA* seine Wirkung geäussert hat, strömt durch die Kanäle *NN* ab, die sich zu einem Rohre *O*, dem Blasrohre, vereinigen. Die Blasrohrmündung kann, weil damit eine Veränderung der Zugwirkung verbunden ist, gewöhnlich nach Belieben verengt oder erweitert werden.

Die Blasrohraxe fällt jederzeit mit der Axe der Esse *E* zusammen. Der aus der Blasrohrmündung *F* tretende Dampf (bei der Locomotive tritt während der Fahrt der Dampf stossweise aus und zwar finden bei jeder Umdrehung der Triebaxe vier Dampfstösse statt), bildet einen Strahl, der sich kegelförmig nach oben erweitert und beim Durchgang durch die Esse ringsum die Essenwände berührt.

In Folge dessen entsteht nun in der Rauchkammer *B* sowohl, als in den Heizröhren *CC* und der Feuerbüchse *A* ein luftverdünnter Raum; durch den Ueberdruck der äussern Atmosphäre strömt daher die atmosphärische Luft durch den Rost und die Brennstoffschicht in die Feuerbüchse und von da gehen die Verbrennungsgase nach der Rauchkammer und durch die Esse ins Freie.

Die Erscheinung,* dass man auf diese Weise so beträchtliche Luftmengen ansaugen kann, wie es bei Locomotiven geschieht, ist gewiss für Jeden auffallend, der zum ersten Male die Anordnung und die Wirkung des Locomotiv-Blasrohres kennen lernt.

Der Vorgang selbst, dass sich durch ausströmende Flüssigkeiten luftverdünnte Räume erzeugen lassen und in Folge dessen ein Herbeiziehen oder Ansaugen andrer Flüssigkeiten und Fortbewegung derselben ermöglicht wird, ist aber längst bekannt. Dass durch ausströmenden Dampf ein Luftzug entstehe, wusste schon Vitruv und später hat Philibert de Lorme (gest. 1570) bestimmt ausgesprochen, dass man den Zug in einem Schornsteine erhöhen könne, wenn man den aus einem kupfernen Ballon (Aeolipile) kommenden Dampfstrahl im Schornsteine aufwärts strömen lasse, ein Experiment, das freilich nicht allgemein, sondern nur unter gewissen Voraussetzungen zum Ziele führt, wie sich später zeigen wird.

Erst der neuern Zeit war es aber vorbehalten, diese mit dem Ausströmen von Flüssigkeiten zusammenhängende Erscheinung praktisch zu verwerthen und zwar geschah das zuerst von Georg Stephenson im Jahre 1820 an den von ihm für die Killingworth-Eisenbahn erbauten Locomotiven; bei diesen Maschinen wurde zum ersten Male der aus den Dampfeylindern kommende Dampf durch die Esse ins Freie geführt und verursachte so die Anfachung des Feuers auf dem Roste.

Von den vier Locomotiven, welche einige Jahre später (1829)

auf der Liverpool - Manchester - Eisenbahn, um den Preis rangen (von welcher Zeit an überhaupt die Entwicklung des Locomotivbaues erst beginnt) hatten zwei Maschinen und zwar die von Robert Stephenson („The Rocket“), welche den Preis gewann und die Locomotive von Hackworth („The Sanspareil“) die Axe des Dampfaustrittsrohres in der Axe der Esse liegend.

Von dieser Zeit an hat man bei allen Locomotiven bis zum heutigen Tage die genannte Art der Anfachung des Feuers durch das Blasrohr beibehalten und auch mit vollem Rechte. So lange wir bei Hochdruckmaschinen, wie bei den Locomotiven, den Dampf, der im Cylinder gewirkt hat, in's Freie lassen müssen, also keine bessere Ausnutzung des Dampfes kennen, ist die Methode, den Luftzug durch die heut allgemein gebräuchliche Blasrohrvorrichtung zu erzeugen, die vollkommenste (vom praktischen Standpunkte aus), denn sie verursacht keine besondern Kosten, weil der Dampf, der ohnehin verloren ist und in Form von Wärme bekanntlich eine enorme Quantität Arbeit mit sich dahin nimmt, doch einen, wenn auch kleinen Theil davon zurücklässt, den wir dann wenigstens noch zur Anfachung des Feuers benutzen.

Bei dieser günstigen Beurtheilung der Blasrohrvorrichtung ist freilich von dem, Arbeitsverlust herbeiführenden, schädlichen Einfluss des Gegendruckes hinter dem Kolben im Dampfscylinder, in Folge verstärkter Blasrohrpressung nicht die Rede gewesen; es wird sich aber später Gelegenheit geben, auf diesen Punkt zurückzukommen und sich dann zeigen, dass in der Praxis der Arbeitsverlust, der durch Verengerung der Blasrohrmündung und der damit zusammenhängenden Blasrohrpressung entsteht, nur in seltenen Fällen beträchtlich ist.

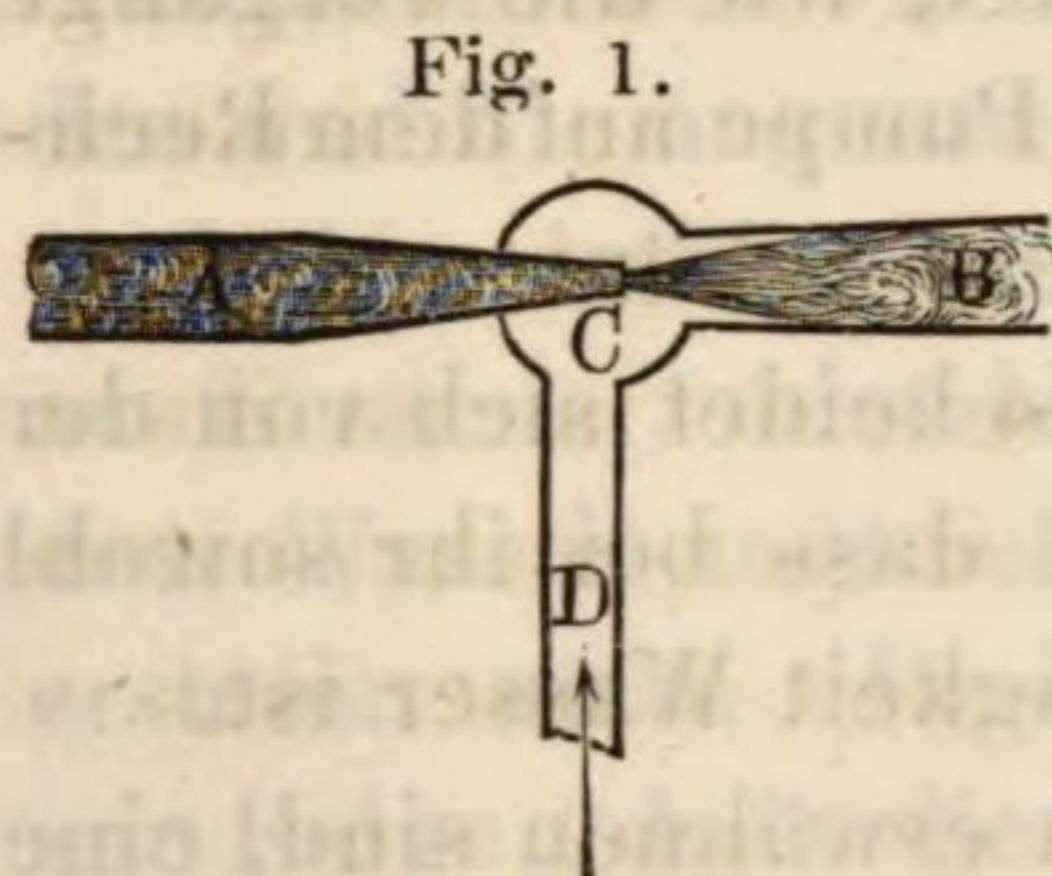
Wie schon vorhin bemerkt wurde, fand die Eigenschaft der Flüssigkeiten, beim Ausfliessen durch Mündungen unter gewissen Umständen einen luftverdünnten Raum zu erzeugen und dadurch ein Ansaugen und Fortbewegen anderer Flüssigkeiten zu ermöglichen, zum ersten Male gerade bei Locomotiven praktische Verwendung. Es giebt aber ausserdem noch eine Reihe anderer Vorrichtungen, bei denen ausströmende Flüssigkeiten in gleicher Art nützlich verwendet werden. Da die in dieser Arbeit niedergelegten, zunächst allerdings hauptsächlich die Wirkung des Blasrohres betreffenden Untersuchungen auch die Wirkungsweise der andern ähnlichen Vorrichtungen erläutern und feststellen, so

sollen diese, zum Theil wenig bekannten Vorrichtungen zunächst beschrieben werden, damit später gelegentlich auf dieselben verwiesen werden kann.

Am nächsten verwandt mit der Blasrohrvorrichtung der Locomotiven ist

1) Gurney's Dampfstrahl-Ventilator,

der für Grubenventilation in Vorschlag gekommen ist. Aus der Mündung des Dampfrohres *A* (Holzst. Fig. 1.) strömt der Dampf nach dem weitem Rohre *B* und durch dasselbe hindurch, das Rohr vollständig ausfüllend. Dadurch entsteht im ringsum geschlossenen Gehäuse *C* ein luftverdünnter Raum und daher findet



durch das Rohr *D* ein Herbeiströmen von Luft statt, die dann mit dem Dampfe gleichzeitig durch das Rohr *B* zum Ausfluss gelangt. Wird der Apparat als Grubenventilator oder Wettersauger verwandt, so führt man das Ende des Saugrohres *D* in den Raum, in welchem eben der Wetterwechsel erfolgen soll. Man sieht, dass bei diesem Apparate, wie beim Locomotiv-Blasrohre die saugende oder wirkende Flüssigkeit Wasserdampf, die angesaugte Flüssigkeit hingegen atmosphärische Luft ist oder Grubengase sein können.

Kommt der hier verwandte Dampf von einer Hochdruckmaschine her, so ist die Vorrichtung ganz vortheilhaft, sollte aber der Dampf speziell für die Verwendung am Dampfstrahlventilator erst erzeugt werden, so ist dieser Ventilator hinsichtlich seines Wirkungsgrades sehr unvollkommen, wie das Weitere zeigen wird. Dieser Apparat zeichnet sich dann nur durch seine grosse Einfachheit aus.

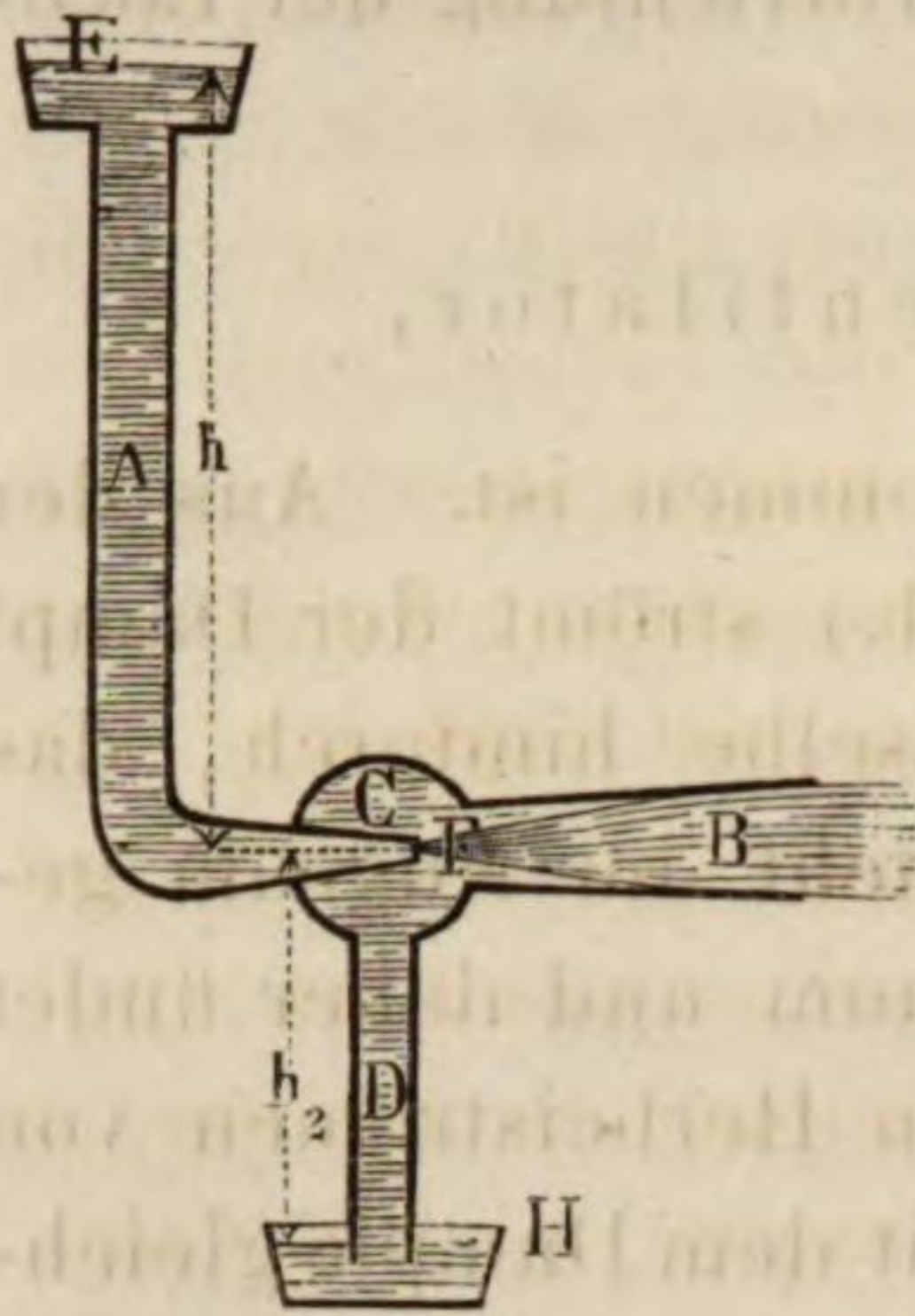
Ein anderer Apparat, der hier zu erwähnen ist, ist

2) Thomson's Wasserstrahl-Pumpe. (Holzst. Fig. 2.)

Aus dem Zuflussgefässe *E* fliesst durch das Rohr *A* Wasser herab, gelangt durch das conische Mundstück *F* zum Ausfluss und tritt in das weitere Rohr *B*; dadurch entsteht wieder im Gehäuse *C* zunächst ein luftverdünnter Raum und in Folge dessen wird aus dem Reservoir *H* durch das Saugrohr *D* Wasser

angesaugt und dasselbe gelangt dann mit dem aus *A* kommenden Wasser durch das Rohr *B* mit zum Ausfluss.

Fig. 2.



Man kann also auf die angegebene Weise sehr einfach Wasser aus dem Niveau *H* in das Niveau der Ausflussmündung *F* heben; der Erfinder des Apparates, Prof. James Thomson, fand durch Versuche den Maximalwirkungsgrad desselben nur zu 0,18 (S. The Report of the British Association for 1852. — Rankine's Manuel of the Steam-Engine und Weisbach, Ingenieur- und Maschinenmechanik Bd. III.; am letzteren Orte ist auch angedeutet, wie die Vorgänge an der Thomson'schen Pumpe auf dem Rechnungswege verfolgt werden können).

Thomson's Wasserstrahlpumpe unterscheidet sich von der vorher erwähnten Vorrichtung nur dadurch, dass bei ihr sowohl die saugende, als auch die angesaugte Flüssigkeit Wasser ist.

Ferner ist zu den Apparaten, die hier zu erwähnen sind, eine Vorrichtung zu zählen, die in neuester Zeit unter den Technikern grosses und wohlverdientes Aufsehen erregt hat, nämlich

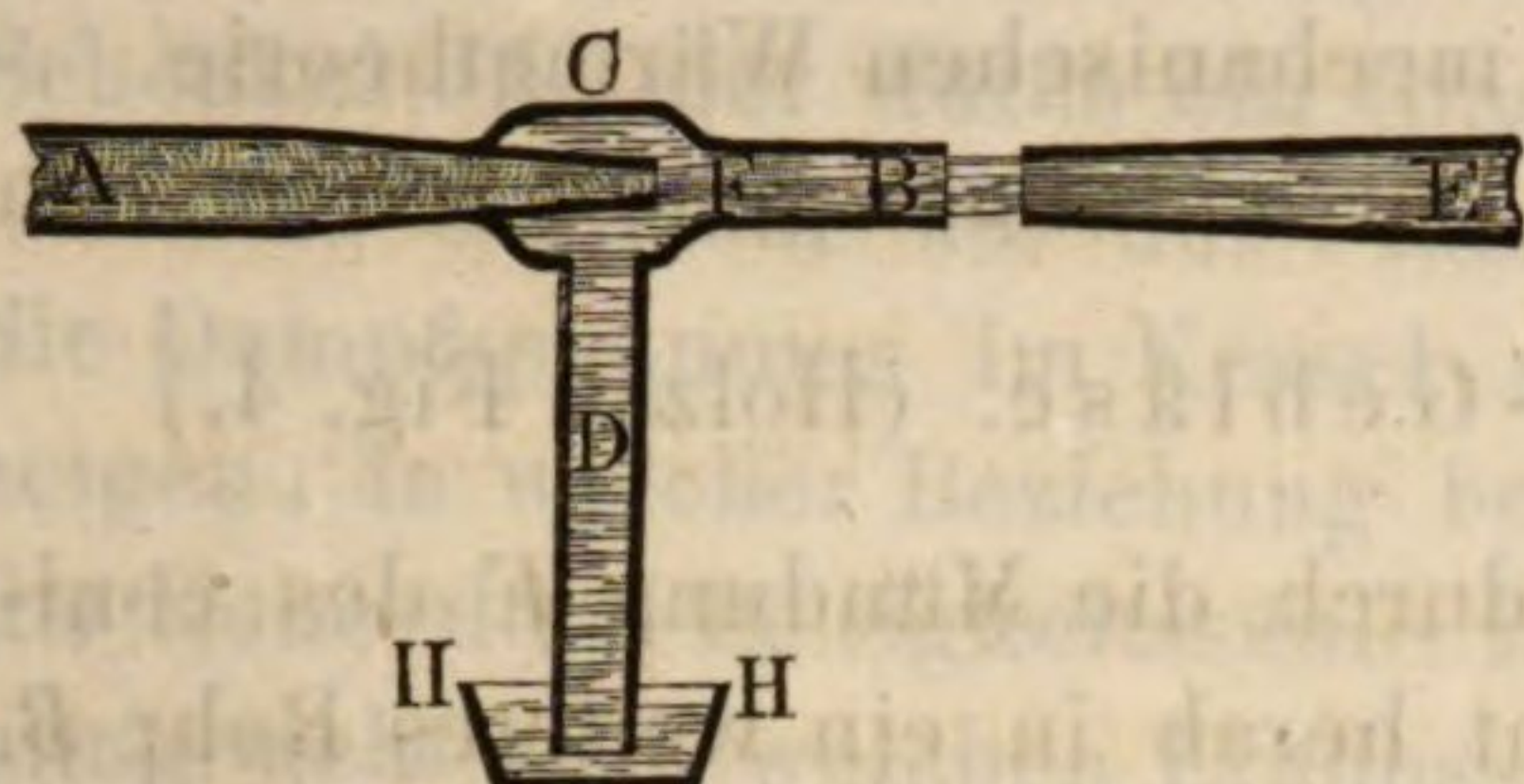
3) Giffard's Dampfstrahl-Pumpe. (Injector.)

Die Einrichtung des Giffard'schen Injectors ist jedem Ingenieur bekannt, er soll daher hier nur soweit erwähnt werden, als es der Vergleich mit den übrigen Vorrichtungen, mit denen wir es hier zu thun haben, erfordert und um zu zeigen, dass dieser Apparat hinsichtlich der in ihm stattfindenden Vorgänge vollständig in die Reihe der Vorrichtungen gehört, deren Wirkungsweise neben der des Locomotiv-Blasrohres in dieser Schrift näher studirt werden soll.

Das Rohr *A* (Holzst. Fig. 3.) steht mit dem Dampfraume des Dampfkessels in Verbindung und führt den Dampf herbei, der durch die conische Mündung *F* zum Ausfluss kommt. Dadurch entsteht zunächst wieder im geschlossenen Gehäuse *C* ein luftverdünnter Raum und daher wird aus dem Gefässe *H* durch das Rohr *D* Wasser angesaugt; das Wasser tritt in den Raum *C*, mischt sich

mit dem Dampfe und gelangt mit diesen durch das Rohr *B* zum Ausfluss.

Fig. 3.



Der erste Unterschied dieses Apparates mit den schon erwähnten Vorrichtungen besteht nun zunächst darin, dass hier die saugende Flüssigkeit Wasserdampf, hingegen die angesaugte Flüssigkeit Wasser ist. Im Weiteren tritt aber hier noch eine neue Erscheinung auf, die es eben möglich macht, diese Vorrichtung als Speisevorrichtung für Dampfkessel zu benutzen; während nämlich bei den vorhin beschriebenen Apparaten die saugenden und die angesaugten Flüssigkeiten sich hinter der Mündung *F* einfach mischen und dann gemeinschaftlich durch das Rohr *B* ausfliessen, findet hier bei der Mischung des Wasserdampfes mit dem Wasser zugleich eine vollständige Condensation des ersteren statt. Das hat nun, wie Erfahrung und Theorie zeigt zur Folge, dass die Mischung (Wasser und condensirter Dampf) mit grösserer Geschwindigkeit aus dem Rohre *B* fliesst, als das Wasser allein ausfliessen würde, wenn der Ausfluss unter einem Drucke stattfände, der gleich dem Drucke des Dampfes im Kessel ist, aus welchem hier der Dampf herbeiströmt.

Lässt man daher den Wasserstrahl aus dem Rohre *B* in ein Rohr *E* hinübertreten, das mit dem Wasserraume des gleichen Kessels in Verbindung steht, aus welchem der Dampf des Rohres *A* geschöpft wird, so strömt das Wasser ungehindert durch das Rohr *E* in den Kessel; das angesaugte Wasser dient also zur Speisung des Kessels.

Die Giffard'sche Dampfstrahlpumpe ist übrigens, wie man übersieht, als ein allgemeinerer Fall der vorher erwähnten Vorrichtungen zu betrachten, indem hier bei der Mischung der saugenden und angesaugten Flüssigkeit Condensation, also eine Dichtigkeitsänderung stattfindet, während bei den oben beschriebenen Apparaten entweder gar keine oder eine so geringe Dichtigkeitsänderung bei der Vereinigung beider Flüssigkeitsstrahlen eintritt, dass man von dem Einfluss derselben auf die ganze Erscheinung gänzlich absehen kann.

Der Giffard'sche Injector ist von allen den genannten Vor-

richtungen am gründlichsten untersucht worden und zwar von Combes, Ermel, Grashof, Weisbach u. A., sowie auch vom Verfasser dieser Schrift im Civilingenieur B. 6. unter Zugrundelegung der Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie.

Zu den hier zu erwähnenden Vorrichtungen gehört ferner auch

4) Das Wassertrommel-Gebläse. (Holzst. Fig. 4.)

Aus dem Gefässe *E* strömt durch die Mündung *F* des conischen Rohres *A* Wasser senkrecht herab in ein weiteres Rohr *B*, das oben offen ist und mit seinem oberen Theile die Mündung *F* umgiebt. Durch das Ausströmen des Wassers entsteht rings

Fig. 4.



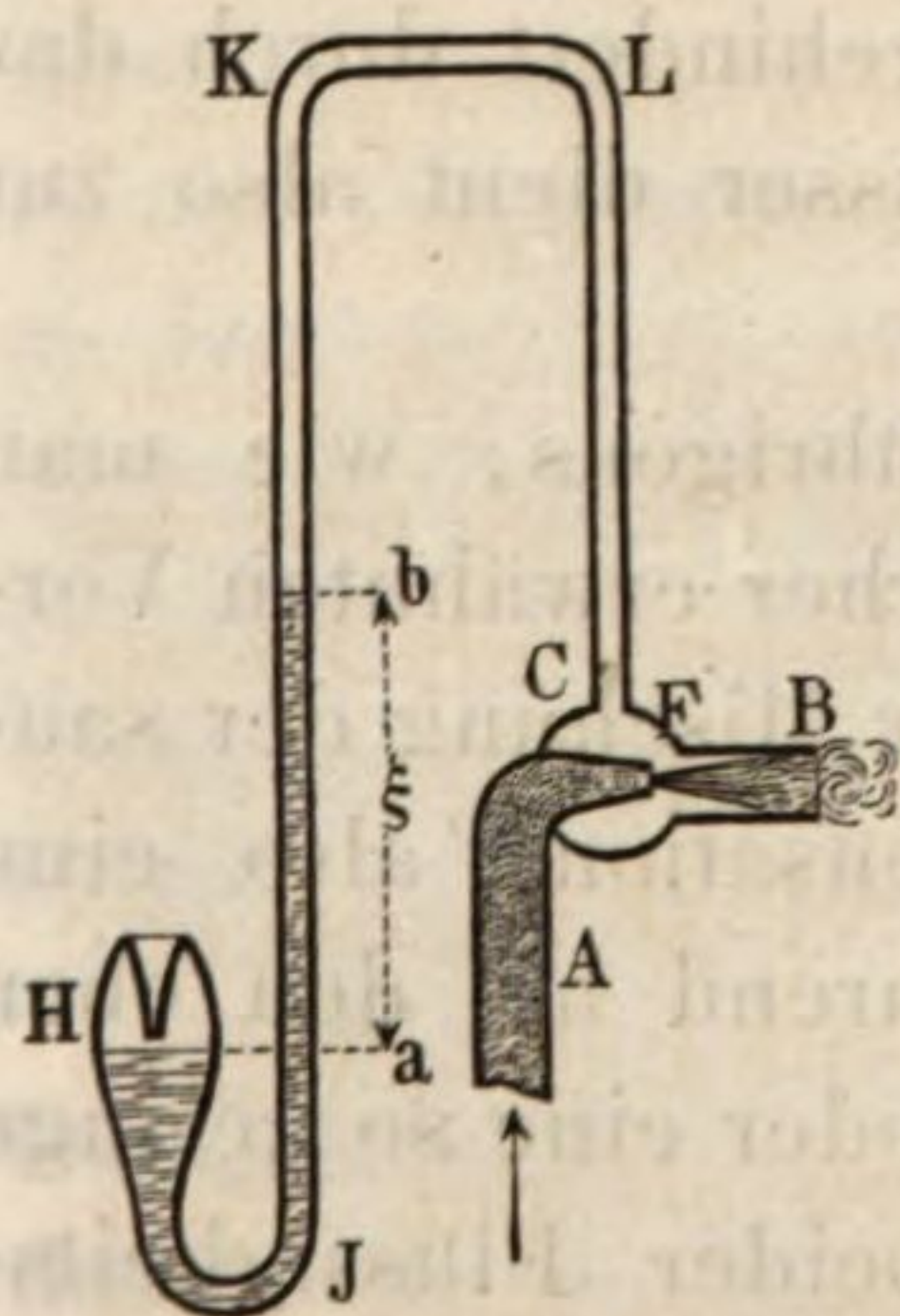
um die Mündung *F* eine Luftverdünnung, so dass die äussere atmosphärische Luft durch den ringförmigen Querschnitt *CC* in das Rohr *B* gesaugt wird. Die angesaugte Luft mischt sich mit dem Wasser und bewegt sich mit diesem im Rohre *B* abwärts. Das Rohr *B* mündet unten in einen Kasten, wo die Luft im comprimierten Zustande anlangt und von da weiter geführt wird.

Ferner ist noch zu erwähnen:

5) Danchell's Dampfstrahl-Manometer.*) (Holzst. Fig. 5.)

Das Rohr *A* steht mit dem Dampfraume des Dampfkessels in Verbindung und endet mit einem conischen Ansatzrohr *F*, durch welches der Dampf aus- und nach einem weitem Rohre *B* hinströmt, welches der Dampfstrahl vollständig ausfüllt; von hier gelangt der Dampf ins Freie. Die Mündung *F* ist vom Gehäuse *CC* umgeben, in welches das Rohr *JKL* seitwärts einmündet, das mit dem mit Quecksilber oder einer andern Flüssigkeit gefüllten Gefässe *H* in Verbindung steht.

Fig. 5.



Will man nun die Dampfspannung im Kessel beobachten, so lässt man den Dampf durch die Mündung *F* ausströmen; dadurch entsteht im Gehäuse *CC* und daher

*) Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure.

auch im Rohre *JKL* ein luftverdünnter Raum und in Folge dessen wird durch den Ueberdruck der äussern Atmosphäre die Flüssigkeit im Gefässe *H* niedergedrückt und steigt im verticalen Schenkel *JK*, der durch ein Glasrohr gebildet wird, auf.

Aus der Höhe *a b* der Flüssigkeitssäule lässt sich dann auf die Dampfspannung im Kessel schliessen. Es wird sich unten zeigen, in welcher Beziehung bei dieser sinnreichen Vorrichtung die Höhe der Flüssigkeitssäule im Schenkel *JK* zur Dampfspannung steht und welchen Einfluss die einzelnen Dimensionen des Apparates haben; es wird sich herausstellen, dass der Manometerstand nahezu der Dampfspannung proportional ist und welche Dimensionen den Haupttheilen gegeben werden müssen, damit die Entfernung der Theilstriche an der Scala eine vorher bestimmte sei.

Bei Aufzählung der hierher gehörigen Apparate ist schliesslich noch die Abänderung zu erwähnen, die Pelletan an den Vacuumpfannen anbrachte, in denen der Zuckersaft abgedampft wird und auf welche Pelletan und Delabarre schon im Jahre 1833 ein Patent nahmen. Bekanntlich muss das Kochen der Zuckerlösung, um die Umänderung des Zuckers zu verhüten, in luftverdünnten Räumen, den Vacuumpfannen stattfinden. Pelletan brachte nun mit dem Innern des Vacuumapparates zwei Vorrichtungen, wie Holzst. Fig. 1. zeigt, in Verbindung. Bei der einen Vorrichtung mündete das Rohr *D* ins Innere der Pfanne; sobald nun durch das Rohr *A* Dampf nach *B* hin strömte, entstand im Innern der Pfanne ein luftverdünnter Raum und die beim Kochen der Lösung sich entwickelnden Dämpfe wurden angesaugt und nach *B* hin nach dem Condensator geführt. Die andere Vorrichtung hingegen diente zum Entleeren der Pfanne; bei dieser mündet das Rohr *B* (Holz. Fig. 1.) ins Innere der Pfanne und das Rohr *D* mündet in die freie Luft. Der aus *A* kommende Dampf tritt, wenn diese Vorrichtung in Thätigkeit gesetzt ist, in die Vacuumpfanne und bringt gleichzeitig die durch *D* angesaugte und comprimirt Luft mit sich. Der Dampf und die Luft übt dann auf den Spiegel der Zuckerlösung einen grössern als den atmosphärischen Druck aus und presst den Saft durch ein bis auf den Boden der Pfanne herabreichendes Rohr aus der Vacuumpfanne heraus in ein andres Gefäss. In neuerer Zeit hat man die Pelletan'sche Einrichtung wieder verlassen und erzeugt die Luftver-

dünnung durch Pumpen. (S. Otto, Landwirthschaftliche Gewerbe. Braunschweig 1862.) — Pelletan hat übrigens auch damals schon eine Dampfstrahlpumpe zum Heben des Wassers angegeben. (Dingler's Journal Bd. 52. S. 408 (1834.) u. Bd. 75. (1840.) S. 455.) (Péclet Traité de la chaleur Bd. II. S. 235.)

Von den im Vorstehenden aufgezählten Vorrichtungen ist, wie schon erwähnt, bis jetzt die Giffard'sche Dampfstrahlpumpe am gründlichsten, sowohl auf theoretischem Wege, wie durch Experimente untersucht worden.

Von den übrigen Apparaten wurde hingegen nur noch das Wassertrommelgebläse und Thomson's Wasserstrahlpumpe theoretischer Prüfung unterworfen und zwar von Weisbach in seinem vortrefflichen Werke „Ingenieur- und Maschinen-Mechanik“; Weisbach behandelt daselbst im 3. Bande die genannten Apparate ausführlich.

Die wichtigste der vorhin aufgezählten Vorrichtungen, die Blasrohrvorrichtung der Locomotiven, ist aber bis jetzt in keiner Schrift einer genauern wissenschaftlichen Untersuchung unterworfen worden, nur Weisbach giebt a. a. O. einige allgemeine Andeutungen, wie sich die durch das Blasrohr bewirkten Vorgänge theoretisch durch Rechnung feststellen lassen, ohne die Sache weiter zu verfolgen.

Alle andern Schriftsteller, welche in die Lage kamen, von der Wirkung des Blasrohres Notiz nehmen zu müssen, beschränken sich nur auf eine einfache Beschreibung und Angabe der wenigen Resultate, welche die Versuche von Clark, Ramsbottom und Polonceau ergeben haben. Selbst Rankine ist in seinem neuen, in jeder Beziehung bedeutenden Werke „A Manuel of the Steam-Engine and other prime movers“ London 1859, nicht weiter gegangen. Ebenso geht auch Redtenbacher in seinen „Gesetzen des Locomotivbaues“ in dem Capitel „Die anfachende Wirkung des Blasrohres“ S. 59 nicht näher auf die Sache ein und sagt ausdrücklich, es werde nicht leicht möglich sein, zu entscheiden, wie der Pressungsunterschied, nämlich der Unterschied zwischen dem äussern atmosphärischen Drucke und dem Drucke in der Rauchkammer mit der Wirkung des Blasrohres zusammenhängt; im Weiteren wird dann ausgesprochen, dieser Pressungsunterschied sei „wahrscheinlich“ der Geschwindigkeitshöhe proportional, die der Geschwindigkeit entspricht, mit welcher der Dampf durch die

Mündung des Blasrohres austritt und auf Grund dieser Annahme wird dann eine Formel zur Berechnung derjenigen Luftmenge gegeben, die in der Zeiteinheit durch den Rost in Folge der Wirkung des Blasrohres angesaugt werden soll.

Die Vermuthung Redtenbacher's, dass der genannte Pressungsunterschied dem Ueberdruck des Dampfes proportional sei, wird durch meine Theorie und die Versuche bestätigt, doch genügt das allein nicht, einen klaren Einblick in die Wirkungsweise des Locomotiven-Blasrohres zu erlangen, denn es kommen noch andre und, wie sich zeigen wird, entscheidendere Dinge dabei in's Spiel.

Lange Zeit habe ich Redtenbacher's Meinung beige-stimmt, dass es nicht möglich sei, die Wirkung des Blasrohrs auf mathematischem Wege zu verfolgen und zwar einestheils, weil man es hier mit dem Ausflusse von Dampf zu thun hat und unsere Formeln zur Berechnung der Ausflussgeschwindigkeit von Gasen und Dämpfen bekanntlich leider auf sehr unsicherer Basis ruhen und die gebräuchlichen Formeln ihrer Form wegen nicht gut zu weiter gehenden Untersuchungen geeignet sind; andernteils, weil man es beim Blasrohre nicht, wie bei den andern oben angegebenen Vorrichtungen mit einem continuirlichen Ausflusse zu thun hat, sondern weil hier ein stossweises Ausströmen des Dampfes unter sehr veränderlichem Drucke stattfindet.

Trotz der zu erwartenden Schwierigkeiten schien es mir von Werth, die Erscheinung gründlicher zu studiren, und zwar zunächst einmal durch besondere Versuche die Frage näher zu beleuchten.

Dabei kam es aber darauf an, diese Frage zuerst einmal in einfacherer Form vorzulegen und die Menge der vom Dampfstrahle angesaugten Luft unter der Voraussetzung zu bestimmen, dass der Dampf continuirlich, nicht stossweise, und unter constantem Drucke durch das Blasrohr ausströmt.

Aus diesem Grunde wurden die Versuche nicht an einer Locomotive, sondern an einem besondern Versuchsapparate angestellt. Ich erwartete, dass die auf diese Weise erzielten Versuchsergebnisse wenigstens im Allgemeinen erlauben würden, Schlüsse über den complicirteren Vorgang bei Locomotiven zu ziehen und die Erwartung hat sich vollkommen bestätigt, besonders als es

mir nach Vollendung der Versuche auch gelang, der Sache auf mathematischem Wege beizukommen.

Es sollen daher auch im Folgenden, Abschnitt I. unter dem Titel „Versuche über die Zugerzeugung durch Dampfstrahlen“ die Versuchsergebnisse vollständig vorgeführt werden.

Im zweiten Abschnitt soll dann die „Theorie der Zugerzeugung durch Dampfstrahlen“ gegeben und gezeigt werden, dass sämtliche Versuchsergebnisse durch die Theorie ihre Bestätigung finden.

Im dritten Abschnitte „Ueber die anfachende Wirkung des Locomotiven-Blasrohres“ werde ich endlich die Resultate der Versuche und der Theorie anwenden, die Wirkung des Blasrohres näher zu erläutern und aus den mathematischen Ausdrücken den Einfluss der einzelnen Theile der Feuerungseinrichtung einer Locomotive auf die Stärke des Zuges abzuleiten versuchen.

ERSTER ABSCHNITT.

Beschreibung des Versuchesapparates

VERSUCHE ÜBER DIE ZUGERZEUGUNG

DURCH

DAMPESTRAHLEN.

Erstes Capitel.

Beschreibung des Versuchsapparates.

Die Versuche, durch welche die saugende Wirkung der Dampfstrahlen studirt und festgestellt werden sollten, wurden von mir im Sommer des Jahres 1858 auf dem Bahnhofe der Schweizerischen Nordostbahn in Zürich angestellt, woselbst mir von Seiten der Direction genannter Bahn mit grosser Bereitwilligkeit gestattet wurde, den zu den Versuchen erforderlichen Dampf einem der Dampfkessel der Reparatur-Werkstätten zu entnehmen.

Bei den Versuchen selbst wurde ich regelmässig von mehreren meiner Zuhörer am Polytechnicum unterstützt, vorzüglich aber habe ich dankbar die Unterstützung meines geehrten Freundes, des Herrn Ingenieur Krauss, Maschinenmeister an der Schweizer-Nordostbahn anzuerkennen, dessen grosse praktische Erfahrung im Locomotivenbetrieb mir auch bei den unten folgenden theoretischen Untersuchungen bei manchen Fragen zur Seite stand. Nachdem ich mich durch eine Reihe von Vorversuchen an einem kleinen, aber unvollkommenen Apparate überzeugt hatte, dass es sich lohnen würde, die Versuche in grösserm Maassstabe in der von mir erdachten Art auszuführen, liess ich den Apparat herstellen, dessen Abbildung in Fig. 3. Taf. I. monodimetrisch ($1 : 1 : 1\frac{1}{2}$) gegeben ist.

In das cylindrische Gefäss *C*, aus Eisenblech mit starker Decke hergestellt, dessen Durchmesser 0,570 Meter und Höhe 0,450 Meter beträgt, mündet seitwärts das Dampfrohr *A* ein, welches im Innern bei *M* aufwärts gebogen und oben mit einer

Flantsche versehen ist. Auf diese Flantsche liessen sich durch Ringe, messingene Mundstücke *F* von denen Fig. 4. Taf. I. eines im Durchschnitt zeigt, aufschrauben, durch die dann der Dampf vertical aufwärts ausströmte. Diese Mundstücke hatten kreisförmige Mündungen und waren nach innen nach der Form des contrahirten Strahles gut abgerundet. Im Ganzen wurden bei den Versuchen nur zwei solcher Mündungen verwendet, die eine hatte einen Durchmesser von 10 Millimeter, die andre einen solchen von 14,14 Millim., der Querschnitt der letztern Mündung war daher gerade doppelt so gross, als der der ersteren.

Das Dampfrohr *A* mündet ausserhalb des Gefässes *C* in ein Gehäuse *H*₁ an welches seitwärts ein zweites Rohr *A*₁ einmündet, das mit dem Dampfkessel in Verbindung steht und den Dampf herbeiführt. Im Gehäuse *H*₁ befindet sich ein Hahn, der durch den Hebel *K* in beliebige Stellungen gebracht werden kann und wodurch sich die Dampfspannung im Dampfrohr *A* genau reguliren lässt.

Zur Messung des Dampfdruckes im Zutrittsrohre *A* diene das offene Quecksilbermanometer *NN*, welches durch das Rohr *m m* mit dem Rohre *A* in Verbindung steht.

Im Dampfkessel herrschte während der Versuche durchschnittlich eine Spannung von 2 Atmosphären Ueberdruck; durch Stellung des Hebels *K* liess sich aber durch den Hahn bis zu 2 Atmosphären Ueberdruck jede beliebige Spannung im Dampfrohre *A* herstellen und während der Dauer eines Versuches leicht auf constanter Höhe erhalten. Die Hähne *h h h* dienten zum Ablassen des Condensationswassers. Das cylindrische Gehäuse *C* ist ringsum geschlossen, nur der obere Deckel besitzt mehrere Oeffnungen. (In der Fig. 3. erscheint ein Theil der Gefässwand herausgenommen, um ins Innere blicken zu lassen.)

Die eine dieser kreisförmigen Oeffnungen *H H* ist so angebracht, dass deren Mittelpunkt genau senkrecht über dem Mittel der Dampfausströmungsöffnung des Mundstückes *F* liegt und zwar ist der Durchmesser derselben 150 Millimeter.

Ueber diese Oeffnung konnten nun Röhren *B*, die aus schwachem Zinkblech hergestellt sind, aufgesetzt und mittelst einer am untern Ende befindlichen Flantsche auf den Gefässdeckel aufgeschraubt werden und zwar luftdicht durch einen dazwischen gelegten, gefetteten Filzring. Die Axe des Aufsatzrohres fiel

dann genau mit der Axe der Dampföffnung F zusammen. Liess man nun durch diese Mündung den Dampf ausströmen, so erweiterte sich der Dampfstrahl ausserhalb der Mündung kegelförmig nach oben, füllte das Aufsatzrohr B aus und strömte oben ins Freie.

Angenommen, das Gehäuse C sei ringsum geschlossen, so entsteht nun in Folge des Dampfausströmens im Innern eine Luftverdünnung und diese wird wesentlich abhängig sein von der Spannung des Dampfes im Zutrittsrohr A , der Weite der Dampföffnung F und von der Weite und Länge des Aufsatzrohres B .

Um den Einfluss der zuletzt genannten Dimensionen zu erkennen, wurden mit fünf Aufsatzröhren von verschiedenen Durchmessern Versuche angestellt und zwar betrugen die Durchmesser dieser Röhren 150, 120, 100, 80 und 40 Millimeter; die Länge aller Röhren betrug 1,500 Meter, doch waren dieselben aus vier gleichlangen Stücken zusammengelöthet. Um nun auch den Einfluss der Rohrlänge auf die Luftverdünnung im Gehäuse C zu prüfen, wurden zunächst die Versuche mit den beiden Dampföffnungen und den sämtlichen Aufsatzröhren von der Länge von 1,5 Meter durchgeführt. Dann wurden sämtliche Röhren um $\frac{1}{4}$ ihrer Länge verkürzt (indem man die obere Löthstelle trennte) und alle Versuche wiederholt. Bei einer dritten Versuchsreihe waren die Röhren auf gleiche Weise auf die Hälfte ihrer anfänglichen Länge verkürzt u. s. f.

Der Hauptzweck der Versuche war nun, wie schon angedeutet wurde, die Grösse der Luftverdünnung im Gehäuse C oder vielmehr den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse zu messen und das geschah mit Hülfe eines der beiden Vacuummeter VV oder $V_1 V_1$ (Fig. 3, Taf. I).

Das eine Vacuummeter VV ist ein Quecksilbervacuummeter; das Gefäss G ist oben offen und mit Quecksilber gefüllt; in das Quecksilber taucht das Glasrohr kk ein, dessen oberes Ende ein Guttapercha-Schlauch luftdicht umschliesst; das andre Ende dieses Schlauches umschliesst ein durchbohrtes conisches Rohr n auf dem Deckel des Gehäuses C .

Hiernach stand das Innere des Glasrohres kk vom Vacuummeter mit dem Innern des cylindrischen Gefässes C in Communication und wenn daher durch den ausströmenden Dampf im Gehäuse eine Luftverdünnung erzeugt wurde, so stieg das Quecksilber im

Rohr *kk* und die Höhe der Quecksilbersäule ergab sofort den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse. Neben dem Glasrohre des Vacuummeters befindet sich eine in Millimeter getheilte Scala, so dass der Ueberdruck sofort in Millimeter Quecksilbersäule abgelesen werden kann.

Im Folgenden ist dieser Ueberdruck auch durchgängig in dieser Weise angegeben.

Bei den meisten Versuchen ist der Pressungsunterschied nicht bedeutend, aus diesem Grunde und um gleichzeitig genauere Beobachtungen zu erzielen, wurde neben dem Quecksilber-Vacuummeter zugleich ein Wasser-Vacuummeter V_1 V_1 benutzt; dasselbe unterscheidet sich von dem erstern nur dadurch, dass das Glasrohr und die Scala länger und dass das Gefäss G_1 mit roth gefärbtem Wasser, statt mit Quecksilber gefüllt ist. Bei gleicher Luftverdünnung im Gehäuse ist daher die Länge der Wassersäule im Wasser-Vacuummeter 13,6 Mal so gross, als die Quecksilbersäule im Quecksilber-Vacuummeter. Um nun bei Ersterem den Ueberdruck direct in Millimeter Quecksilbersäule ablesen zu können, also alle weitem Reductionen zu umgehen, habe ich die Scala so anfertigen lassen, dass zwei benachbarte Theilstriche um 13,6 Millim. von einander entfernt sind; wegen dieser grössern Theilung war es leicht, den Pressungsunterschied bis auf Zehntel Millimeter Quecksilbersäule zu beobachten, um so leichter, als der Raum zwischen je zwei Theilstrichen noch in 5 Theile durch Punkte getheilt ist.

Während der Versuche waren regelmässig beide Vacuummeter in Thätigkeit, die Ablesungen konnten aber fast durchgängig am Wasser-Vacuummeter vorgenommen werden; nur bei einigen Versuchen war die Luftverdünnung im Gehäuse so bedeutend, dass dieses Vacuummeter abgeschlossen werden musste, weil sonst durch den äussern Atmosphärendruck die Vacuummeterfüllung aus dem Gefässe G_1 in das Gehäuse C getrieben worden wäre. In diesen Fällen wurde durch eine Klemme der Guttapercha-Schlauch des Wasservacuummeters zusammenge-drückt und die Beobachtungen wurden am Quecksilber-Vacuummeter gemacht. Bei einigen solcher Versuche stieg der Ueberdruck bis über 200 Millim. Quecksilbersäule, dann war aber das Ausströmen des Dampfes mit einem weithin tönenden, wahrhaft ohrenzerreissenden Geheul und mit starken Erschütterungen des

ganzen Apparates verbunden und das Gehäuse *C* zeigte so bedenkliche Formveränderungen, dass zu befürchten stand, der Apparat könne durch den grossen Ueberdruck der äussern Atmosphäre zerstört und zusammengedrückt werden.

So weit der Apparat bis jetzt beschrieben ist, kann er schon dazu dienen, die Luftverdünnung zu beobachten, die in dem ringsum geschlossenen Gehäuse durch den aus der Mündung *F* strömenden Dampf bei verschiedenen Dampfdruck, verschiedenen Ausströmungsöffnungen und verschiedenen Dimensionen der Aufsatzröhren hervorgebracht werden kann. Ueber die Resultate solcher Versuche soll unten auch referirt werden.

Eine andere und wichtigere Frage war aber die nach der Luftmenge, die durch den ausströmenden Dampf angesaugt werden kann. Um Versuche nach dieser Richtung anstellen zu können, befand sich im Deckel des Gehäuses *C* eine kreisförmige Oeffnung *O* von 100 Millim. Durchmesser mit conischem Rande, wie Fig. 5 und 6, Taf. I im Durchschnitte zeigt. Bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse war diese Oeffnung durch einen Deckel verschlossen (Fig. 5, Taf. I), sollte hingegen ein Ansaugen von Luft stattfinden, so wurden statt des Deckels Ringe *aa* Fig. 6 eingelegt, deren innere Oeffnung Mündungen in dünner Wand bildeten, d. h. die Oeffnung war ringsum scharf begrenzt. Solcher Ringe besitze ich im Ganzen 5 Stück, die sich durch verschiedene Oeffnungsweiten unterscheiden und zwar sind die Durchmesser d_2 dieser Einströmungsmündungen 10, 20, 40, 60 und 80 Millimeter. War nun während des Dampfausströmens ein solcher Ring eingelegt, so trat durch die Oeffnung desselben fortwährend Luft in das Innere des Gehäuses und strömte mit dem Dampfe zugleich durch das Aufsatzrohr wieder hinaus.

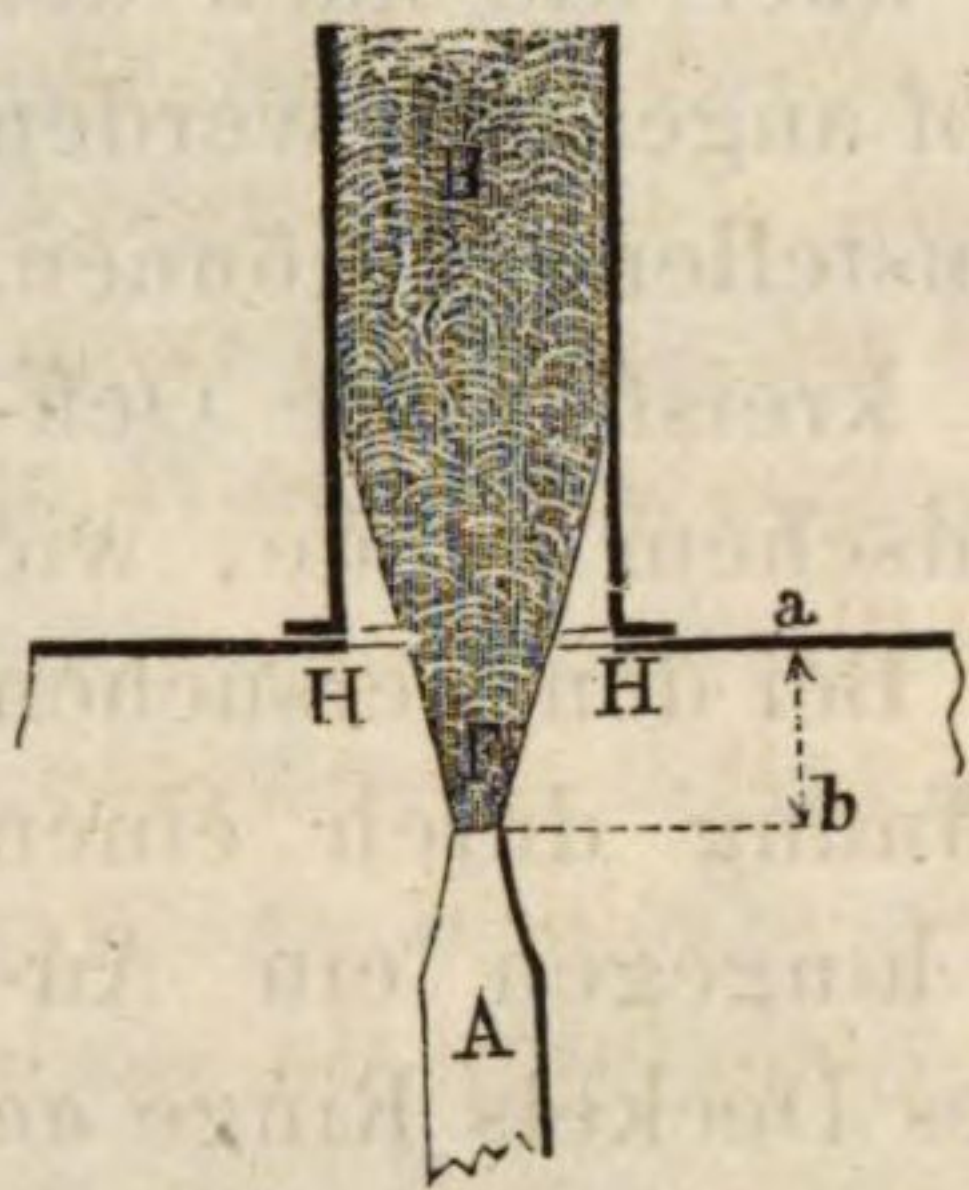
Beobachtet wurde dabei am Vacuummeter der Ueberdruck der äussern Atmosphäre und mit Hülfe dieses in Millimeter Quecksilbersäule beobachteten Pressungsunterschiedes und des Durchmessers der Luftmündung liess sich dann berechnen, wie viel Luft in der Sekunde in den Apparat strömte, also vom Dampfstrahle unter gegebenen Verhältnissen angesaugt wurde. Die Resultate dieser Rechnungen und die dabei verwendeten Formeln werden unten näher angegeben.

Zweites Capitel.

Ergebnisse der Vorversuche.

Die ersten Untersuchungen mit dem Apparate betrafen zunächst einige untergeordnete Fragen, die denn auch hier zuerst erledigt werden sollen, ehe wir die Hauptresultate der Versuche vorführen.

Fig. 6.

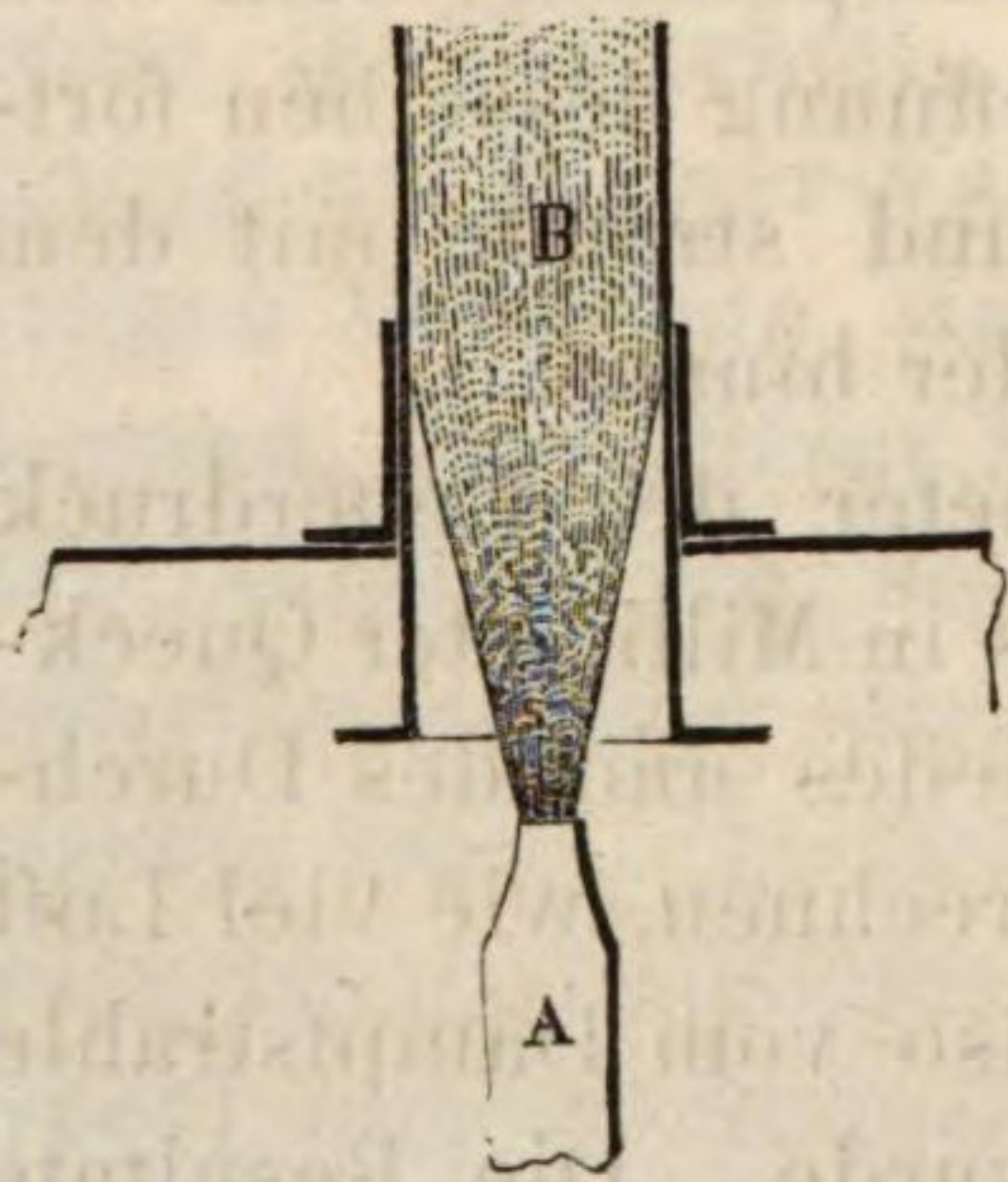


Die erste Frage war die „welchen Einfluss die Stellung der Dampf­mündung F (Holzst. Fig. 6) gegen die untere Ebene HH des Aufsatzrohres B auf die Luftverdünnung im Gehäuse habe.“

Es musste festgestellt werden, ob es nöthig sei, Versuche bei verschiedenen Stellungen der Mündung F , d. h. für verschiedene Werthe der Entfernung $a\ b$ anzustellen, um dann Schlüsse zu ziehen über die zweckmässigste Lage der Blasrohrmündung bei Locomotiven gegenüber der Einmündung in die Esse.

Diese Untersuchungen wurden mit einem kleineren Apparate, als der vorhin beschriebene, angestellt. Bei diesem Apparate lag

Fig. 7.

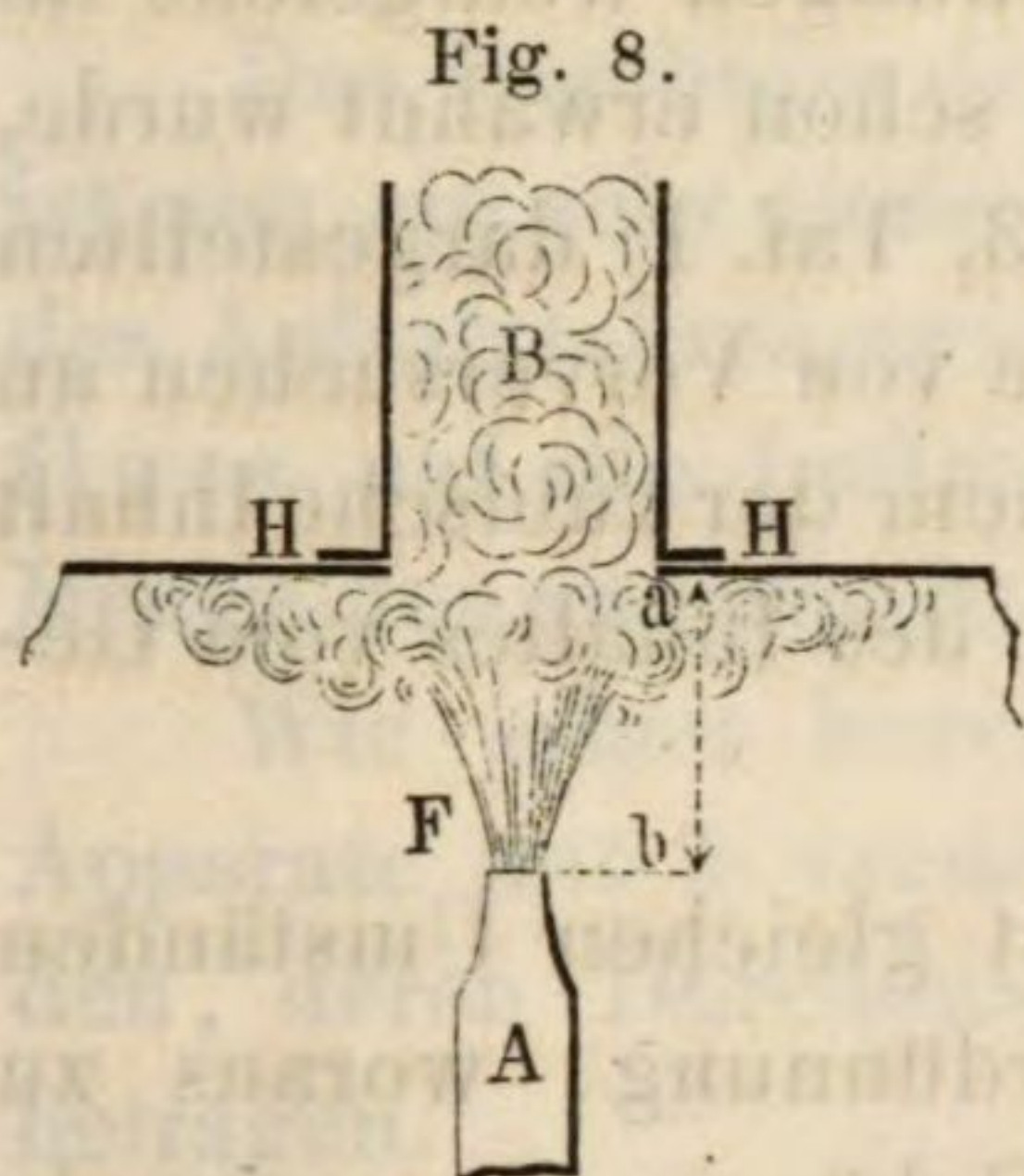


die Dampf­mündung F tiefer unter der oberen Decke HH des Gehäuses und das Aufsatzrohr B konnte, wie Holzst. Fig. 7 ersehen lässt in verticaler Richtung verschoben werden, so dass die untere Einmündung des Rohres B näher oder entfernter der Dampf­mündung F zu liegen kam.

Es stellte sich nun dabei heraus, dass man die Entfernung $a\ b$ (Holzst. Fig. 6) zwischen ziemlich weiten Grenzen ändern konnte, ohne dass bei sonst gleichen Verhältnissen während des Dampfausströmens merkliche Aenderungen der Luftverdünnung im Gehäuse eintraten. Nur dann, wenn die Mündung F nahe in die Ebene HH der Einmündung des Aufsatzrohres zu liegen kam oder die Mündung gar in das Rohr hinein

ragte, zeigte sich beim Luftsaugen eine verminderte Wirkung. Es erklärt sich das leicht dadurch, dass in diesem Falle die angesaugte Luft nicht so frei durch den zwischen der Einmündung HH und der Dampf­mündung F liegenden ringförmigen Querschnitt nach dem Aufsatzrohre hinströmen konnte.

Der zweite Grenzwert der Entfernung ab tritt in dem Augenblicke ein, wo der nach oben hin conisch erweiterte Dampfstrahl



beim Eintritt in das Aufsatzrohr letzteres gerade ausfüllt, so dass bei noch grösserer Entfernung der Dampfstrahl in der Art gestört wird, wie es Holzst. Fig. 8 veranschaulicht. Im letztern Fall fand gar keine Luftverdünnung im Gehäuse C (Fig. 3, Taf. I) mehr statt, vielmehr füllte sich bei den entsprechenden Versuchen das Gehäuse mit Dampf.

Nach den im Vorstehenden angegebenen Beobachtungen erschien es unnöthig, den in Fig. 3, Taf. I dargestellten Versuchsaппarat dadurch complicirter zu machen, dass man die Entfernung der Dampf­mündung F von der Einmündung HH des Aufsatzrohres veränderlich herstellte; bei allen folgenden Versuchen betrug diese Entfernung 40 Millimeter und genügte vollkommen, damit der Dampfstrahl ungehindert in die verschiedenen Aufsatzröhren eintreten konnte.

Für die Praxis folgt daher zunächst aus dem hier Erwähnten, dass es „bei Locomotiven auf die Stellung der Blasrohrmündung gegen die untere Ebene der Esse nicht wesentlich ankommt; man hat nur dafür zu sorgen, dass die Mündung nicht zu tief liegt, damit keine Störung des Dampfstrahles beim Eintritt in die Esse stattfindet und ferner darf man das Blasrohr nicht in die Esse hineinragen lassen, damit die angesaugten Verbrennungsgase nicht durch einen verengten Querschnitt in die Esse treten müssen.“

Es ist kaum nöthig, eine praktische Regel für die Lage der Blasrohrmündung gegen die Esseneinmündung aufzustellen; im Allgemeinen wird man die Mündung um so höher legen müssen, je enger bei sonst gleichen Verhältnissen die Esse ist; vielleicht

kann man annehmen, die Entfernung der Blasrohrmündung von der untern Grenze der Esse werde am besten gleich dem ein- bis zweifachen Essendurchmesser gemacht.

Eine weitere Frage die zunächst noch ihre Erledigung finden soll, ist die, welchen Einfluss auf die Zugwirkung bei Locomotiven der cubische Inhalt und die Form der Rauchkammer hat. Spezielle Versuche zur Beantwortung dieser Frage habe ich zwar nicht angestellt, doch gestatten mir meine Untersuchungen wenigstens im Allgemeinen einen Schluss zu ziehen. Wie schon erwähnt wurde, habe ich, bevor Versuche mit den in (Fig. 3, Taf. I) dargestellten Apparate angestellt wurden, erst eine Reihe von Vorversuchen an einem kleinern Apparate gemacht, bei welchem der cubische Inhalt des cylindrischen Gehäuses *C* nur etwa $\frac{1}{4}$ des Inhaltes vom Gehäuse des grössern Apparates betrug.

Die Versuche ergaben nun unter sonst gleichen Umständen bei beiden Apparaten die gleiche Luftverdünnung, woraus zu schliessen ist, dass der cubische Inhalt des Gehäuses die saugende Wirkung nicht änderte und „dass daher bei Locomotiven durch Vergrösserung oder Verkleinerung des Inhaltes der Rauchkammer eine wesentliche Veränderung der Wirkung des Blasrohres nicht zu erwarten ist.“

Anders steht es jedoch mit der Form der Rauchkammer; dass man viel scharfe Ecken möglichst vermeiden muss, damit die aus den Heizröhren kommenden in die Rauchkammer tretenden Verbrennungsgase ohne viele Wirbel gegen die Esse hin treten, ist an sich klar; in dieser Beziehung lässt sich aber durch Versuche nichts Besonderes feststellen; die Rauchkammern unserer Locomotiven sind fast durchgängig oben mit einer cylindrischen Decke versehen und das genügt ohne Zweifel vollkommen, damit die angesaugten Gase, die zunächst aus den Heizröhren tretend, in der Rauchkammer ihre Geschwindigkeit in horizontaler Richtung plötzlich verlieren, ohne weitere Störung nach oben und an der krummen Fläche der Rauchkammerdecke gegen die Essen-einmündung strömen. Eine wesentliche Verbesserung in der gebräuchlichen Form der Rauchkammer lässt sich kaum erwarten und daher sind spezielle Untersuchungen nach der angegebenen Richtung hin ebenfalls ohne weiteren praktischen Werth.

Eine letzte Bemerkung, die hier, bevor die Versuchsergebnisse tabellarisch vorgeführt werden, vorausgeschickt werden muss, betrifft den Einfluss der Länge des Aufsatzrohres *B* (Fig. 3, Taf. I) auf die Grösse der Luftverdünnung im Gehäuse *C* oder was auf das Gleiche hinauskommt, auf die Menge der angesaugten Luft. Auf die Locomotive angewandt, würde die Frage lauten, ob und in welcher Art die Wirkung des Blasrohres durch die Länge oder Höhe der Esse bedingt wird.

Das Ergebniss der Untersuchungen nach dieser Richtung hin ist nun ein sehr einfaches; es zeigte sich nämlich, dass die Länge des Aufsatzrohres zwischen sehr weiten Grenzen ohne Einfluss auf die Luftverdünnung im Gehäuse, also auch auf die Menge der angesaugten Luft war.

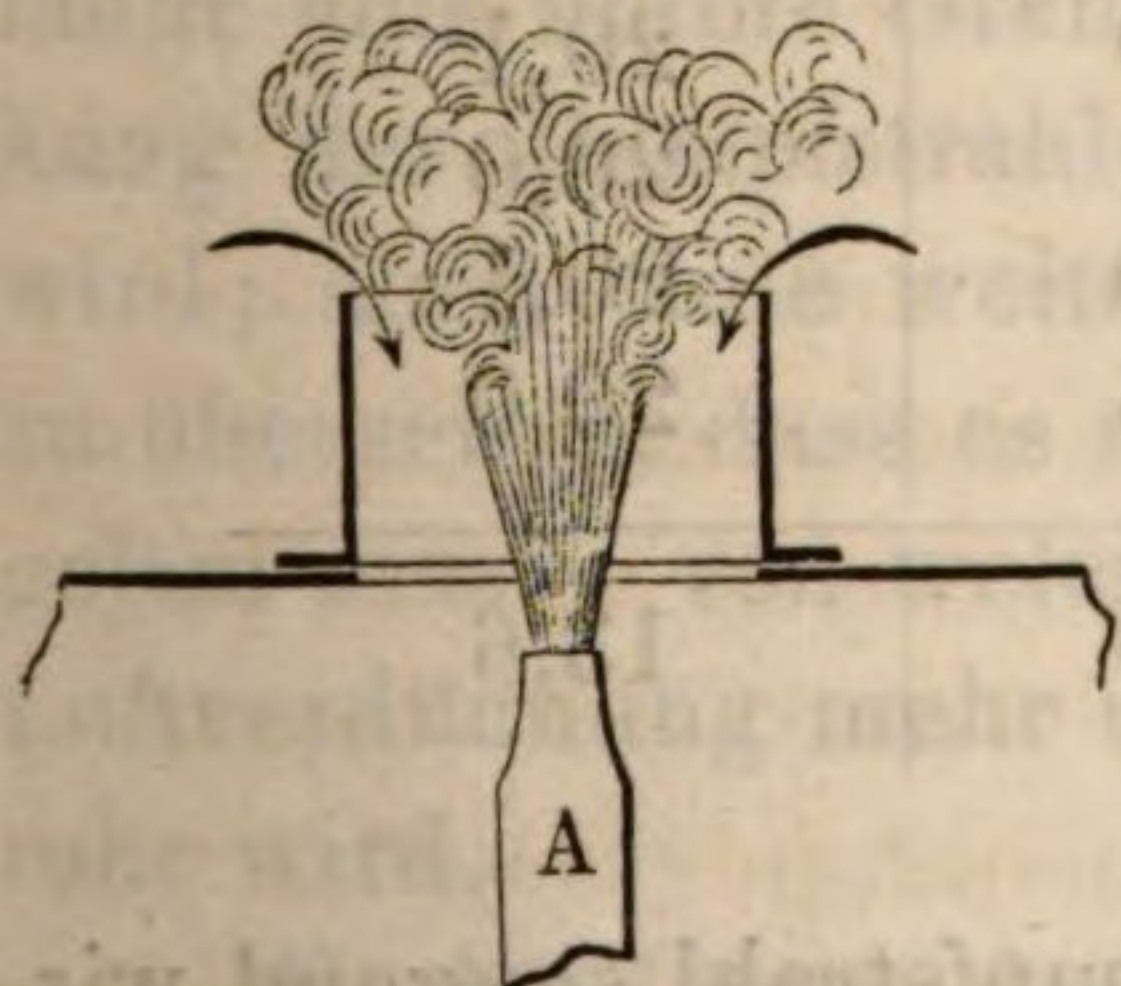
Wie schon hervorgehoben wurde, sind die Versuche am Apparate mit 5 verschiedenen Aufsatzröhren vorgenommen worden, deren Durchmesser 150, 120, 100, 80 und 40 Millimeter betragen.

Die Längen aller Röhren war ursprünglich 1,500 Meter; nachdem mit diesen Röhren sämtliche Versuche durchgeführt waren, die unten tabellarisch aufgeführt sind, wurden alle Röhren um $\frac{1}{4}$ ihrer Länge verkürzt und alle Versuche wiederholt; dann wurden die Röhren wiederum verkürzt u. s. f.

Auf diese Weise wurden sämtliche Versuche bei 5 verschiedenen Rohrlängen ausgeführt und zwar mit den Längen 1,500, 1,125, 0,750, 0,375 und 0,187 Metern.

Es zeigte sich nun, wie erwähnt, dass die Länge des Aufsatzrohres zwischen weiten Grenzen ohne Einfluss auf die Luftverdünnung im Gehäuse war; nur dann, wenn das Rohr sehr kurz war, ergab sich eine verminderte Wirkung und zwar trat dieser

Fig. 9.



Fall ein, wenn die Länge des Rohres weniger als der dreifache Durchmesser ungefähr betrug; dann füllte wie Holzst. Fig. 9 zeigt, der Dampfstrahl das Rohr nicht mehr aus und es strömte die atmosphärische Luft von oben durch das Aufsatzrohr in das Gehäuse. In Folge dessen trat der Dampf flatternd oben aus und der Dampfstrahl erschien durch die von oben nach unten strömende Luft zerrissen.

Da durch die, durch das Aufsatzrohr eintretende Luft die Verdünnung im Gehäuse eine geringere war, überhaupt der ganze Vorgang gestört wurde, so habe ich alle Versuche im Folgenden unberücksichtigt gelassen, bei denen die Rohrlänge weniger als das Dreifache des Durchmessers betrug; bei den übrigen Versuchen, die unter sonst gleichen Umständen, aber mit verschiedenen Rohrlängen ausgeführt wurden, sind im Folgenden aus den einzelnen Beobachtungswerthen nur die Mittelwerthe angegeben, weil die beobachteten Werthe so wenig von einander verschieden waren, dass die Differenzen nur Beobachtungsfehlern zuzuschreiben sind.

Um das Gesagte deutlicher hervorzuheben, und nachzuweisen, dass ich mir gestatten durfte, bei den unten folgenden Tabellen und theoretischen Untersuchungen die Längen der Aufsatzröhren ganz ausser Acht zu lassen, mögen hier wenigstens einige kurze Auszüge aus den Versuchsprotocollen folgen.

Bei einer Versuchsreihe war das Gehäuse *C* (Fig. 3, Taf. I) vollständig geschlossen, d. h. die Oeffnung *O* durch einen Deckel verdeckt; die Dampföffnung *F* hatte einen Durchmesser von 10 Millim. und das Aufsatzrohr einen solchen von 100 Millim. Bei verschiedenen Dampfspannungen im Dampfzutrittsrohre *A* und verschiedenen Rohrlängen ergaben sich nun für den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse, in Millimeter Quecksilbersäule gemessen u. A. die Werthe, wie sie folgende Zusammenstellung zeigt:

Länge des Aufsatz- rohres. In Metern.	Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck.		
	$\frac{1}{4}$	1	2
1,500	3,1	10,9	20,1
1,125	3,5	11,1	20,0
0,750	3,1	11,0	20,1
0,375	3,3	11,3	20,0
0,187	2,6	9,8	13,6

In einem andern Falle liess ich den Dampfstrahl saugend wirken, indem in die Oeffnung *O* ein Ring eingelegt wurde, dessen

Oeffnungsdurchmesser 60 Millim. betrug; durch diese Oeffnung (Mündung in dünner Wand) trat Luft in den Apparat; im Uebrigen waren die Verhältnisse, wie vorhin; der Ueberdruck ergab sich wie folgt:

Länge des Aufsatz- rohres. In Metern.	Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck.		
	$\frac{1}{4}$	1	2
1,500	2,3	8,2	15,3
1,125	2,6	8,7	15,6
0,750	2,3	8,3	15,2
0,375	2,4	8,0	12,0
1,187	1,2	4,7	6,0

In ähnlicher Art fand die Erscheinung bei allen übrigen Versuchsreihen statt; die unter dem horizontalen Strich stehenden Versuchsergebnisse sind im Folgenden nicht weiter beachtet worden; von den darüber stehenden Werthen ist hingegen in den unten folgenden Tabellen nur der mittlere Werth notirt.

Bei den weitesten Röhren, nämlich denjenigen, deren Durchmesser 150 Millim. ist, sind auch noch die Versuche weggelassen worden, die mit der Rohrlänge von 0,375 Meter ausgeführt wurden, weil sich hier schon die angegebenen Störungen zeigten, während bei den übrigen Röhren (mit Ausnahme derjenigen von 40 Millim. Durchmesser) sämtliche den 5 Längen entsprechenden Versuche zur Bestimmung des mittlern Beobachtungswertes benutzt werden konnten.

Im Vorstehenden wurde hervorgehoben, dass es für die Rohrlänge eine untere Grenze giebt, von welcher an die saugende Wirkung der Dampfstrahlen eine Störung erleidet und vermindert wird; auch ohne weitere Rechnung und Versuche ist nun ferner zu übersehen, dass es auch nach der andern Seite hin eine Grenze geben muss, von welcher an die durch den Dampfstrahl bewirkte Luftverdünnung mehr und mehr abnimmt, je länger das Aufsatzrohr wird.

Mit der Länge des Rohres wachsen offenbar die Widerstände, die der Dampf sowohl, als die angesaugte Luft beim Durch-

streichen des Rohres zu überwinden haben. Der durch Ueberwindung dieser Widerstände herbeigeführte Arbeitsverlust hat natürlich eine verminderte saugende Wirkung des Dampfstrahles zur Folge. Eine solche Abnahme der Luftverdünnung mit der Länge des Rohres habe ich bei den Versuchen auch beobachtet, aber nur bei dem Aufsatzrohre, dessen Durchmesser am kleinsten, nämlich 40 Millim. war; aber selbst da war die verminderte Wirkung im Ganzen unbedeutend, so dass ein bestimmtes Gesetz nicht abgeleitet werden kann; der Sicherheit wegen habe ich jedoch bei dem engsten Aufsatzrohre die der grössten Rohrlänge (1,500 Meter) entsprechenden Versuche bei der Bestimmung des mittlern Werthes des Ueberdruckes der äussern Atmosphäre ausgeschlossen.

Im Allgemeinen lässt sich aus den Versuchen schliessen, dass in Folge der Reibung des Dampfes und der Luft im Aufsatzrohre erst dann eine merkliche Verminderung der saugenden Wirkung des Dampfstrahles eintritt, wenn die Rohrlänge mehr als das 30fache des Durchmessers beträgt.

Die Länge oder Höhe der Esse der Locomotive fällt vollständig zwischen die angegebenen Grenzen; man muss daher auf Grund des Vorstehenden schliessen, „dass die Essenhöhe der Locomotiven keinen wesentlichen Einfluss auf die anfachende Wirkung der Blasrohrvorrichtung hat.“

Fasse ich überhaupt die auf den letzten Seiten gegebenen Resultate zusammen, so ist meiner Ansicht nach als erwiesen zu betrachten, dass die Stellung der Blasrohrmündung gegen die Einmündung der Esse, dass der Rauminhalt und im Allgemeinen selbst die Form der Rauchkammer der Locomotiven und dass endlich die Höhe der Esse von ganz untergeordnetem Einflusse auf die Wirkung des Blasrohres ist, wenigstens lässt sich behaupten, dass an den Locomotiven der heutigen Bauart nach dieser Richtung hin keine Verbesserungen mehr zu machen sind.

Beim speziellen Studium der Wirkungsweise des Blasrohres und zur Lösung der Aufgabe, welche Veränderungen an den Feuerungsanlagen der Locomotiven möglicher Weise auf verstärkte und vortheilhaftere Wirkung des ausströmenden Dampfes führen, bleiben demnach nur noch folgende Fragen zu beantworten übrig:

1) Wie hängt die anfachende Wirkung des Blasrohres mit dem sogenannten Blasrohrdrucke zusammen, d. h. mit der Pressung, unter welcher der Dampf aus der Blasrohrmündung strömt.

2) Welchen Einfluss hat der Querschnitt der Blasrohrmündung, derjenige der Esse und der Querschnitt sämtlicher Heizröhren auf den Gang der Heizung und

3) Nach welchem Gesetze wird die Pressung in der Rauchkammer verändert durch die Widerstände, welche die in die Rauchkammer strömenden Gase zu überwinden haben und die dem Dampfe bei seinem Ausflusse durch die Blasrohrmündung entgegenwirken.

Diese Fragen sind es nun vor Allem, die durch meine Versuche und durch die im Folgenden niedergelegten theoretischen Untersuchungen Beantwortung finden sollen; dabei will ich aber abweichend von der Behandlung im Vorstehenden zunächst von der Betrachtung der eigentlichen Blasrohrvorrichtung der Locomotiven nun absehen und alle Schlüsse, zu denen die Versuche an meinem Apparate und die theoretischen Betrachtungen des folgenden zweiten Abschnittes beim Vergleiche mit der Zugerzeugung der Locomotiven führen, in einem besondern, dem dritten Abschnitte hervorheben.

Wie schon bei Beschreibung des in Fig. 3, Taf. I abgebildeten Versuchsapparates oben erwähnt wurde, sind zweierlei Arten von Versuchen angestellt worden; bei der ersten Art war das Gehäuse *C* vollständig geschlossen, die Oeffnung *O* also verdeckt; bei der andern Art wurden in die Oeffnung *O* Mündungen von verschiedener Weite eingelegt, durch welche äussere atmosphärische Luft in das Innere des Gehäuses trat.

Es wird die Uebersicht wesentlich erhöhen, wenn die Ergebnisse beider Arten von Versuchen getrennt vorgeführt werden.

Drittes Capitel.

Ergebnisse der Versuche mit geschlossenem Gehäuse.

Bei diesen Versuchen trat keine atmosphärische Luft von aussen in das Innere des Gehäuses *C* (Fig. 3, Taf. I) und der aus der Mündung *F* unter verschiedenem Drucke ausströmende Dampf wirkt sonach nicht saugend in gewöhnlichem Sinne.

Beobachtet wurde der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse bei verschiedenen Aufsatzröhren und verschiedenem Dampfdrucke im Dampfzutrittsrohre *A*.

Die Tabelle I enthält die Resultate der Versuche und zwar geben die Werthe den Ueberdruck der äussern Atmosphäre in Millimeter Quecksilbersäule gemessen.

Die erste Versuchsreihe wurde mit der Dampfмündung von $d = 10$ Millim., die andere mit der Mündung von $d = 14,14$ Millim. Durchmesser ausgeführt; beide Mündungen sind im Innern nach der Form des contrahirten Strahles (Fig. 4, Taf. I) abgerundet.

Die Tabellenwerthe sind wie oben schon erörtert wurde, die Mittelwerthe aus 3, 4 oder 5 Beobachtungen bei verschiedenen Rohrlängen.

Bei der ersten Versuchsreihe liessen sich die Beobachtungen von $\frac{1}{4}$ zu $\frac{1}{4}$ Atmosphäre bis zu 2 Atmosphären Ueberdruck ausführen; bei der zweiten Versuchsreihe, mit der grössern Mündung, mussten jedoch die Versuche bei $1\frac{3}{4}$ Atmosphären Dampfspannung Ueberdruck abgebrochen werden, weil eine Steigerung der Dampfspannung im Kessel nicht wohl zulässig war.

Tabelle I.

Erste Versuchsreihe. Zweite Versuchsreihe.

Durchmesser der Dampf­mündung $d = 10$ Millim. Durchmesser der Dampf­mündung $d = 14,14$ Millim.

Durchmesser des Aufsatzrohres. Millimeter.	Dampfspannung im Zutrittsrohre. In Atmosphären Ueberdruck.								Durchmesser des Aufsatzrohres. Millimeter.	Dampfspannung im Zutrittsrohre. In Atmosphären Ueberdruck.						
	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	1	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$	2		$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	1	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$
$d_1 = 40$	22,20	39,43	55,07	70,20	82,67	95,00	108,25	123,00	$d_1 = 40$	44,07	73,77	97,66	123,33	151,50	188,50	202,50
80	5,32	9,95	13,95	17,68	21,12	24,52	27,82	31,72	80	10,97	18,85	26,52	34,40	41,38	49,35	56,58
100	3,25	6,08	8,68	11,08	13,28	15,35	17,62	20,05	100	6,65	12,00	16,85	21,48	26,32	31,08	36,15
120	2,22	4,22	6,02	7,68	9,20	10,82	12,30	14,00	120	4,58	8,00	11,60	14,90	18,25	21,82	25,18
150	1,47	2,70	3,80	4,83	5,87	6,77	7,80	9,00	150	2,67	4,83	7,00	9,27	11,40	13,77	15,93

Die Tabelle zeigt zunächst im Allgemeinen, dass die Luftverdünnung um so grösser ist, unter je höherm Drucke der Dampf ausströmt und dann je kleiner der Durchmesser des Aufsatzrohres ist; eine aufmerksame Vergleichung der beiden Versuchsreihen ergibt aber, dass nicht die absolute Grösse der Dampfmündung und der Weite des Aufsatzrohres die grössere oder geringere Luftverdünnung im Gehäuse bedingt, sondern dass es nur auf das Verhältniss der Durchmesser beider oder was dasselbe ist auf das Verhältniss des Querschnittes des Aufsatzrohres zu dem der Dampfmündung ankommt.

Wir bezeichnen in der Folge jederzeit den Durchmesser der Dampfmündung mit d , sowie deren Querschnitt mit F ; fernerhin den Durchmesser des Aufsatzrohres mit d_1 und dessen Querschnitt mit F_1 ; das Verhältniss beider Querschnitte, das mit m bezeichnet werden mag, ist sonach:

$$m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$$

Vereinigt man die beiden Versuchsreihen der Tabelle I in eine Tabelle und ordnet die Horizontalcolumnen nach den Werthen von m , so ergibt sich die folgende Tabelle II, die für die weitem Betrachtungen bequemer ist.

Tabelle II.

Werthe von $m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$	Dampfspannung im Zutrittsrohre. In Atmosphären Ueberdruck.						
	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	1	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$
8	44,07	73,77	97,66	123,33	151,50	188,50	202,50
16	22,20	39,43	55,07	70,20	82,67	95,00	108,25
32	10,97	18,85	26,52	34,40	41,38	49,35	56,58
50	6,65	12,00	16,85	21,48	26,32	31,08	36,15
64	5,32	9,95	13,95	17,68	21,12	24,52	27,82
72	4,58	8,00	11,60	14,90	18,25	21,82	25,18
100	3,25	6,08	8,68	11,08	13,28	15,35	17,62
112,5	2,67	4,83	7,00	9,27	11,40	13,77	15,93
144	2,22	4,22	6,02	7,68	9,20	10,82	12,30
225	1,47	2,70	3,80	4,83	5,87	6,77	7,80

Man findet nach dieser Tabelle die vorhin gemachte Bemerkung bestätigt, dass nämlich die Luftverdünnung im Gehäuse, d. h. der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Innern (den die Tabellen, wir wiederholen das, in Millimeter Quecksilbersäule geben) sich regelmässig mit dem Werthe von

$$m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$$

ändert und zwar nimmt die Verdünnung ab, je grösser der Werth von m ist, d. h. je grösser der Querschnitt des Aufsatzrohres gegen den Querschnitt der Mündung ist.

Das Gesetz, nach welchem sich die Luftverdünnung mit der Dampfspannung im Zutrittsrohre und mit dem Werthe von m ändert, ist aber auch aus vorstehender Tabelle nicht leicht zu übersehen, bessern Ueberblick gewährt auch hier, wie in allen ähnlichen Fällen, die graphische Darstellung.

Zu diesem Zwecke ist zunächst Fig. 7, Taf. I gezeichnet worden.

Die Dampfspannung im Zutrittsrohre (in Atmosphären Ueberdruck gemessen) ist als Abscisse aufgetragen und die Ordinaten stellen den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse dar und zwar sind die beobachteten Quecksilbersäulen in der Figur in wahrer Grösse aufgetragen worden. Jede der einzelnen Curven entspricht einem bestimmten Werthe von m . Die graphische Darstellung lehrt nun ohne Weiteres, dass für einen constanten Werth von m , d. h. für ein und dieselbe Dampföffnung und für das gleiche Aufsatzrohr der Ueberdruck der äussern Atmosphäre nahezu proportional dem Dampfdruck (Ueberdruck) im Dampfzutrittsrohre ist, denn die Curven weichen nur wenig von geraden Linien ab.

Man kann also auch ohne weitere theoretische Untersuchungen schliessen, dass innerhalb gewisser Grenzen, z. B. bis zu einer Atmosphäre Ueberdruck Dampfspannung die Luftverdünnung im Gehäuse direct mit dem Ueberdrucke wächst, unter welchen der Dampf ausströmt. Genau genommen hat man es aber jedenfalls mit Curven zu thun, die ihre concave Seite gegen die Abscissenaxe kehren, wie am besten die Curve für $m = 16$ in Fig. 7, Taf. I andeutet.

Um ferner auch den Einfluss des Werthes m auf die Luftver-

dünnung im Gehäuse besser übersehen zu lassen, sind in Fig. 8, Taf. I die Werthe von m der Tabelle II als Abscissen aufgetragen und die Ordinaten repräsentiren wieder den Ueberdruck der äussern Atmosphäre in Millimeter Quecksilbersäule; (in Fig. 8 auch in natürlicher Grösse aufgetragen). Jede der 7 Curven der Fig. 8 entspricht einer constanten Dampfspannung im Zutrittsrohre.

Schon aus dem Verlaufe der Curven erkennt man, dass das Gesetz, nach welchem sich die Luftverdünnung bei der gleichen Dampfspannung mit dem Werthe von m ändert, nicht so ohne Weiteres ersichtlich ist. Mit einem Kleinerwerden des Werthes von m ist, besonders von $m = 16$ an, bei allen Curven eine sehr rasche und starke Zunahme der Luftverdünnung zu bemerken. Bei $m = 8$ brechen aber alle Curven ab (weil die Versuche nicht weiter fortgesetzt wurden), sodass man über deren weiteren Verlauf auf den ersten Augenblick zweifelhaft sein könnte.

Es lässt sich aber recht leicht, auch ohne weitere theoretische Untersuchungen über die Gestalt der Curven nach dem Nullpunkte hin Bestimmtes aussprechen; offenbar muss nämlich für $m = 1$ der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse Null sein; in diesem Falle ist nämlich der Querschnitt des Aufsatzrohres gleich dem der Dampföffnung; denkt man sich nun noch das Aufsatzrohr soweit herabgeschoben, dass zwischen der untern Ebene desselben und der Ebene der Dampföffnung nur ein schmaler Spalt bleibt, damit der Dampf wirklich vollständig in das Aufsatzrohr übertritt, so wird nach den bekannten Gesetzen vom hydraulischen Drucke am Spalte weder Dampf heraustreten noch Luft angesaugt werden, denn es findet an der Uebergangsstelle keine Querschnittsveränderung statt, und der Querschnitt des Dampfstrahles daselbst ist gleich dem Querschnitte, unter welchem der Dampf oben das Aufsatzrohr verlässt; im Gehäuse hat man sonach atmosphärischen Druck, die Pressungsdifferenz ist daher Null, wie behauptet wurde.

Aus dem Gesagten geht nun hervor, dass alle Curven der Fig. 8, Taf. I von einem Punkte der Abscissenaxe aus aufsteigen, dessen Entfernung vom Nullpunkte oder Anfangspunkte $0 = 1$ ist. Von $m = 16$ nach $m = 8$ hin entfernen sich aber sämtliche Curven der Fig. 8 gleichfalls von der Abscissenaxe, sie steigen nach dem Nullpunkte hin sehr rasch auf; daraus folgt nun, dass

es zwischen $m = 1$ und $m = 8$ allgemein für jede Curve einen Werth der Abscisse m geben muss, für welchen die Ordinate, also die Stärke der Luftverdünnung ein Maximum ist; sämtliche Curven werden überhaupt einen Verlauf haben, wie er für die unterste Curve der Fig. 8, Taf. I, die für $\frac{1}{4}$ Atmosphären Dampfspannung Ueberdruck gilt, durch den punktirten Zug angedeutet ist.

Das Vorstehende lehrt also, dass es in Betreff der Luftverdünnung im Gehäuse einen vortheilhaften Werth von m giebt, d. h. für einen gewissen gegebenen Querschnitt der Dampföffnung existirt ein bestimmter Querschnitt des Aufsatzrohres, für welchen die Luftverdünnung im Gehäuse stärker ist, als für jeden andern Querschnitt. Im zweiten Abschnitte werde ich zeigen, dass die Theorie das Alles bestätigt und dass im vorliegenden Falle, d. h. bei geschlossenem Gehäuse aus theoretischen Gründen der vortheilhafteste Werth von m gleich 2 ist, dass ferner die zugehörige Ordinate für $\frac{1}{4}$ Atmosphären Dampfspannung Ueberdruck, also die grösste diesem Dampfdrucke entsprechende Luftverdünnung sich zu 137 Millimeter berechnet und dass endlich der angegebene vortheilhafteste Werth $m = 2$ für jede Dampfspannung gilt; die höchsten Punkte aller Curven der Fig. 8 haben sonach alle die gleichen Abscisse, liegen also vertical übereinander.

Aus dem angegebenen Verlaufe der Curven, dass sie nämlich zwischen $m = 1$ und $m = 8$ fast vertical aufsteigen und abfallen, muss man übrigens schliessen, dass zwischen den bezeichneten Abscissenwerthen die geringste Veränderung des Werthes m der Abscisse sogleich beträchtliche Veränderung der Luftverdünnung, besonders in der Nähe von $m = 2$ zur Folge hat. Das ist auch durch die Versuche bestätigt worden.

Ausser den Aufsatzröhren von den oben angegebenen Weiten habe ich nämlich auch noch ein Aufsatzrohr benutzt, dessen Durchmesser nur 20 Millimeter betrug; als ich dabei den Dampf durch die 10 Millimeter weite Mündung ausströmen liess,

$$\text{(hier ist also } m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 = 4\text{)}$$

erhielt ich zwar eine sehr beträchtliche, dem Verlaufe der Curven in Fig. 8 recht wohl entsprechende Luftverdünnung; es war aber wegen der starken Schwankungen am Vacuum-

meter unmöglich, eine nur irgend zuverlässige Ablesung vorzunehmen. Das Niveau der Quecksilbersäule im Vacuummeter schwankte zwischen weiten Grenzen unregelmässig auf und ab, während sonst bei den Versuchen mit weitem Aufsatzröhren, besonders von $m = 16$ an und mehr ein ganz scharfes und sicheres Ablesen möglich war; erst bei dem Werthe $m = 8$, d. h. als der Querschnitt des Aufsatzrohres nur das Achtfache vom Querschnitte der Dampföffnung betrug, begann das Ablesen schwieriger zu werden, weil hier das Quecksilber im Vacuummeter schon unruhiger wurde, wie übrigens auch der etwas unregelmässigere Verlauf der obersten Curve in Fig. 7, Taf. I, die eben für $m = 8$ gilt, andeutet.

Bei $m = 4$ mussten aber die Beobachtungen ganz abgebrochen werden, weil hier die geringste Störung des Dampfausflusses (geringe Veränderung des Dampfdruckes im Dampfrohre, unregelmässige Abkühlung des Aufsatzrohres von aussen u. s. w.) sofort beträchtliche Aenderung der Luftverdünnung im Gehäuse hervorruft. Wahrscheinlich stand wohl auch die untere Ebene HH des Aufsatzrohres (Fig. 3, Taf. I) etwas zu weit von der Dampföffnung ab. Aus den angegebenen Gründen habe ich daher die zuletzt angegebenen Versuche mit dem engen Aufsatzrohre von 20 Millimeter nicht mit in die oben angeführten Tabellen aufgenommen.

Die theoretischen Untersuchungen des zweiten Abschnittes werden übrigens erst vollen Einblick in die Bedeutung der oben angegebenen Versuchsergebnisse gewähren.

Viertes Capitel.

Ergebnisse der Versuche mit offenem Gehäuse.

Bestimmung der angesaugten Luftmengen.

Diese Versuche wurden genau in gleicher Weise und unter denselben Verhältnissen ausgeführt, wie diejenigen bei geschlossenem Gehäuse; nur mit dem Unterschiede, dass die Oeffnung O

im Deckel des Gehäuses *C* (Fig. 3, Taf. I) nicht verschlossen war, sondern, dass daselbst Mündungen von verschiedener Weite eingelegt wurden, durch welche die äussere atmosphärische Luft während des Dampfausströmens in das Innere des Gefässes trat, um von da aus mit dem Dampfe durch das Aufsatzrohr wieder abzuströmen.

Die innere Oeffnung der Ringe *aa* (Fig. 6, Taf. I), welche in die Oeffnung *O* gelegt wurden, bildeten Mündungen in dünner Wand. Ich habe Mündungen dieser Art gewählt, weil für solche der Ausflusscoefficient für Luft noch am genauesten bekannt ist und weil ich beabsichtigte, die Luftmengen wirklich zu berechnen, welche durch die Dampfstrahlen bei jedem einzelnen Versuche angesaugt wurden. Später, bei Berechnung der Versuche, stellte sich mir freilich heraus, dass ich ebensowohl auch Mündungen anderer Art hätte wählen können; die Ausflusscoefficienten für Luft und Mündungen in dünner Wand, wie sie bis jetzt nach den Versuchen von Buff, Koch, Weisbach u. A. gegeben wurden, werden indirect durch meine Versuche nicht bestätigt; es lässt sich dies vielleicht dadurch erklären, dass die genannten Versuche mit sehr kleinen Mündungen angestellt wurden, während an meinem Apparate Mündungen bis 80 Millimeter Durchmesser in Anwendung kamen. Vielleicht liegt die Differenz auch in Anderem; für vorliegende Zwecke ist glücklicherweise eine genaue Kenntniss dieser Coefficienten nicht erforderlich, wie sich im Weiteren herausstellen wird.

Wie schon früher erwähnt wurde (S. 19) sind sämtliche Versuche mit 5 verschiedenen Luftmündungen wiederholt worden und zwar mit Mündungen von 10, 20, 40, 60 und 80 Millimeter Durchmesser. Der Durchmesser der Luftmündung ist in der Folge immer mit d_2 und der Querschnitt mit F_2 bezeichnet.

Bei jedem einzelnen Versuche wurde für ein bestimmtes Aufsatzrohr eine bestimmte Dampf- und Luftmündung und für einen gewissen Druck des Dampfes im Dampfzutrittsrohre am Vacuummeter beobachtet: der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse in Millimeter Quecksilbersäule.

Die folgende Tabelle III enthält die sämtlichen Versuchsergebnisse; die Verticalcolumnen geben den Pressungsunterschied für ein und dieselbe Luftmündung bei verschiedenen Weiten der

Aufsatzröhren und verschiedenem Dampfdrucke. Die Horizontalreihen geben den Ueberdruck bei gleicher Weite des Aufsatzrohres, gleichem Dampfdrucke, aber bei den 5 verschiedenen Luftmündungen. In der ersten Verticalreihe ist neben dem Durchmesser des Aufsatzrohres d , zugleich auch das Verhältniss

$$m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$$

des Querschnittes des Aufsatzrohres zum Querschnitt der Dampf-mündung angegeben und ebenso in der ersten Horizontalreihe neben dem Durchmesser d_2 der Luftmündung zugleich das Verhältniss des Querschnittes F_2 derselben zum Querschnitt F der Dampf-mündung, welches Verhältniss in der Folge immer mit n bezeichnet ist; es ist also

$$n = \frac{F_2}{F} = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$$

Uebrigens ist noch zu bemerken, dass auch hier aus früher auf S. 25 angegebenen Gründen die Tabellenwerthe die Mittelwerthe aus 3, 4 oder 5 Beobachtungen sind, die bei verschiedenen Rohrlängen gemacht wurden.

Tabelle III.

Erste Versuchsreihe.

Zweite Versuchsreihe.

Durchmesser der Dampföffnung $d = 10$ Millimeter.

Durchmesser der Dampföffnung $d = 14,14$ Millimeter.

Durchmesser des Aufsatzrohres Millimeter	Werthe von m	Durchmesser d. Luftmündungen in Millim.					Durchmesser des Aufsatzrohres Millimeter	Werthe von m	Durchmesser d. Luftmündungen in Millim.					
		$d_2=10$ $n=1$	20	40	60	80			$d_2=10$ $n=1/2$	20	40	60	80	
$d_1=40$	16	20,05	14,45	5,80	1,85	0,60	$d_1=40$	$m=8$	36,35	24,25	8,45	2,40	0,75	
	64	5,07	4,67	4,07	3,10	1,93				10,43	9,23	7,40	5,37	3,33
	100	3,13	3,00	2,77	2,40	1,90				6,37	6,00	5,23	4,43	3,37
	120	2,17	2,10	1,97	1,77	1,57				4,43	4,23	3,87	3,47	2,97
	150	1,47	1,40	1,37	1,23	1,17				2,57	2,47	2,37	2,13	1,97
Dampfspannung im Zutrittsrohre $1/4$ Atmosph. Ueberdruck.														
$d_1=40$	16	34,90	26,10	10,50	3,35	1,15	$d_1=40$	$m=8$	61,35	41,50	14,60	4,45	1,45	
	64	9,53	8,80	7,63	5,83	3,70				17,80	15,73	13,07	9,43	5,93
	100	5,87	5,60	5,10	4,50	3,57				11,57	10,87	9,43	8,00	6,07
	120	4,07	3,93	3,73	3,50	3,03				8,00	7,70	6,93	6,23	5,30
	150	2,63	2,63	2,53	2,33	2,20				4,70	4,57	4,40	4,07	3,83
Dampfspannung $1/2$ Atmosph.														
$d_1=40$	16	48,10	36,70	14,85	4,75	1,60	$d_1=40$	$m=8$	84,00	58,90	20,60	6,30	2,10	
	64	13,37	12,47	10,97	8,30	5,30				25,30	23,23	18,97	14,20	9,00
	100	8,53	8,13	7,47	6,63	5,20				16,23	15,40	13,47	11,50	8,63
	120	5,93	5,77	5,40	4,90	4,33				11,40	11,07	10,07	9,03	7,57
	150	3,73	3,70	3,60	3,47	3,23				6,87	6,77	6,40	6,03	5,60
Dampfspannung $3/4$ Atmosph.														
$d_1=40$	16	61,50	47,30	19,50	6,30	2,20	$d_1=40$	$m=8$	106,50	76,90	27,95	8,60	2,95	
	64	16,93	15,93	13,83	10,57	6,80				32,80	30,60	25,30	18,93	12,00
	100	10,73	10,37	9,50	8,40	6,50				20,93	20,03	17,73	15,07	11,43
	120	7,53	7,33	6,93	6,40	5,47				14,63	14,13	13,17	11,67	9,73
	150	4,73	4,70	4,57	4,30	4,03				9,13	8,97	8,60	8,03	7,50
Dampfspannung 1 Atmosph.														

Versuche bei offenem Gehäuse.

Tabelle III. (Fortsetzung.)

Erste Versuchsreihe.

Zweite Versuchsreihe.

Durchmesser der Dampf­mündung $d = 10$ Millimeter.

Durchmesser der Dampf­mündung $d = 14,14$ Millimeter.

Durchmesser des Aufsatzrohres Millimeter	Werthe von m	Durchmesser d. Luftmündungen in Millim.					Durchmesser des Aufsatzrohres Millimeter	Werthe von m	Durchmesser d. Luftmündungen in Millim.						
		$d_2=10$	20	40	60	80			$d_2=10$	20	40	60	80		
		$n=1$	4	16	36	64			$n=1\frac{1}{2}$	2	8	18	32		
$d_1=40$	$m=16$	Dampfspannung im Zutrittsrohre $1\frac{1}{4}$ Atmosph. Ueberdruck.					$d_1=40$	$m=8$	Dampfspannung im Zutrittsrohre $1\frac{1}{4}$ Atmosph. Ueberdruck.						
	64	72,50	57,70	23,60	7,80	2,75			131,00	96,50	35,15	10,85	3,65		
	100	20,23	19,07	16,73	12,77	8,27			39,83	37,77	31,73	23,90	15,27		
	144	12,93	12,43	11,33	10,03	7,50			25,60	24,73	22,37	18,87	14,47		
	225	9,07	8,87	8,33	7,57	6,67			17,97	17,53	16,27	14,67	12,20		
		5,77	5,63	5,50	5,17	4,87			11,27	11,13	10,67	10,03	9,27		
		Dampfspannung $1\frac{1}{2}$ Atmosph.							Dampfspannung $1\frac{1}{2}$ Atmosph.						
	16	81,50	64,00	27,45	9,00	3,20			166,50	119,50	43,80	12,90	4,60		
	64	23,50	22,20	19,20	14,73	9,53			47,50	44,67	37,93	28,43	17,80		
	100	14,90	14,47	13,23	11,63	8,93			30,23	29,17	26,53	22,63	17,37		
$d_1=80$	144	10,70	10,40	9,60	8,90	7,73	$d_1=80$	$m=8$	Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.						
	225	6,67	6,60	6,47	6,07	5,70			171,50	130,00	48,60	14,50	4,90		
		Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.							54,77	51,60	44,80	33,87	21,50		
	16	92,50	74,00	30,90	10,05	3,50			35,47	34,23	31,30	26,87	22,17		
	64	26,70	25,37	21,97	16,83	10,83			24,70	24,50	23,03	20,73	17,43		
	100	17,20	16,67	15,17	13,33	10,27			15,80	15,67	15,03	14,33	13,07		
	144	12,17	11,90	11,20	10,40	8,53			Dampfspannung 2 Atmosph.						
	225	7,70	7,63	7,43	7,03	6,57			106,00	80,00	33,20	11,20	4,15		
		Dampfspannung 2 Atmosph.							30,67	29,00	25,17	19,27	12,37		
	40	19,67	19,20	17,60	15,37	11,07			13,90	13,67	12,83	11,90	10,25		
$d_1=100$	144	8,97	8,83	8,57	8,07	7,53	$d_1=100$	$m=8$	Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.						
	225	8,97	8,83	8,57	8,07	7,53			171,50	130,00	48,60	14,50	4,90		
		Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.							54,77	51,60	44,80	33,87	21,50		
	40	92,50	74,00	30,90	10,05	3,50			35,47	34,23	31,30	26,87	22,17		
	64	26,70	25,37	21,97	16,83	10,83			24,70	24,50	23,03	20,73	17,43		
$d_1=120$	100	17,20	16,67	15,17	13,33	10,27	$d_1=120$	$m=8$	Dampfspannung 2 Atmosph.						
	144	12,17	11,90	11,20	10,40	8,53			106,00	80,00	33,20	11,20	4,15		
	225	7,70	7,63	7,43	7,03	6,57			30,67	29,00	25,17	19,27	12,37		
		Dampfspannung 2 Atmosph.							19,67	19,20	17,60	15,37	11,07		
	40	19,67	19,20	17,60	15,37	11,07			13,90	13,67	12,83	11,90	10,25		
$d_1=150$	144	8,97	8,83	8,57	8,07	7,53	$d_1=150$	$m=8$	Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.						
	225	8,97	8,83	8,57	8,07	7,53			171,50	130,00	48,60	14,50	4,90		
		Dampfspannung $1\frac{3}{4}$ Atmosph.							54,77	51,60	44,80	33,87	21,50		
	40	92,50	74,00	30,90	10,05	3,50			35,47	34,23	31,30	26,87	22,17		
	64	26,70	25,37	21,97	16,83	10,83			24,70	24,50	23,03	20,73	17,43		

Anmerkung. Bei der zweiten Versuchsreihe konnten wegen des zu geringen Druckes im Dampfkessel die Versuche nicht bei 2 Atmosphären Ueberdruck im Dampfzutrittsrohre ausgeführt werden.

Anmerkung. Bei der zweiten Versuchsreihe konnten wegen des zu geringen Druckes im Dampfkessel die Versuche nicht bei 2 Atmosphären Ueberdruck im Dampfzutrittsrohre ausgeführt werden.

Es kommt nun darauf an, mit Hülfe der vorstehenden Tabelle, welche die sämtlichen Versuche über die saugende Wirkung der Dampfstrahlen enthält, das Gesetz abzuleiten, nach welchem die Luftverdünnung im Gehäuse sich mit der Dampfspannung, der Weite der Dampföffnung, der der Luftöffnung und der Weite des Aufsatzrohres ändert. Man überzeugt sich aber bald, dass eine solche Anforderung nicht erfüllt werden kann; eine Gesetzmässigkeit in den zahlreichen Werthen der Tabelle ist zwar unverkennbar vorhanden, das Gesetz selbst aber, dem die Werthe folgen, kann nur auf theoretischem Wege aufgefunden werden und die Tabelle dient dann nur zur Bestätigung der Richtigkeit der den theoretischen Untersuchungen zu Grunde liegenden Annahmen. Im nächsten Abschnitte soll die Tabelle auch zu dem angegebenen Zwecke benutzt werden; zu diesem Zwecke allein wäre es aber, wie sich dabei herausstellen wird, kaum nothwendig gewesen, die Tabelle in derjenigen Vollständigkeit zu geben, wie es geschehen ist. Wenn ich doch die zahlreichen Resultate, die aus nahezu 2000 Beobachtungen hervorgegangen sind, hier niedergelegt habe, so geschah es in der Absicht, ein Anhalten für den Fall zu geben, dass von anderer Seite ähnliche Versuche wiederholt und vielleicht weiter ausgedehnt werden sollten.

Soweit die Tabelle einen Einblick in die ganze Erscheinung erlaubt, soll jedoch hier zunächst ohne Zugrundelegung theoretischer Betrachtungen das Wichtigste hervorgehoben werden.

Vergleicht man zu diesem Zwecke zunächst einmal die Tabellenwerthe, die bei beiden Versuchsreihen bei gleichem Durchmesser der Luftöffnung und gleicher Weite des Aufsatzrohres, aber bei verschiedenen Dampfspannungen im Zutrittsrohre erhalten wurden, so erkennt man ohne Weiteres, dass der Pressungsunterschied d. h. der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse auch beim Luftansaugen um so grösser ist, unter je höherem Druck der Dampf ausströmt. Die Tabelle lässt sogar das Gesetz erkennen, nach welchem unter sonst gleichen Verhältnissen, die Pressungsdifferenz mit der Dampfspannung wächst. Betrachten wir diejenigen Werthe der zweiten Versuchsreihe (für $d = 14,14$ Millim.) näher, welche z. B. dem Aufsatzrohre von $d_1 = 80$ Millimeter Weite, d. h. dem Werthe von $m = 32$ entsprechen, und tragen wir die, gleichen Werthen von n zukommenden Pressungsdifferenzen als Ordinaten

auf, während die Dampfspannung Ueberdruck von $\frac{1}{4}$ zu $\frac{1}{4}$ Atmosphäre als Abscisse angenommen wird, so erhält man die in Fig. 9, Taf. II gezeichneten Curven. Man ersieht nun mit einem Blicke, dass diese Curven kaum von geraden Linien abweichen und darf sonach schliessen, dass bei constanten Werthen von m und n d. h. bei bestimmt angenommenen Weiten der Dampf- und Luftmündung und des Aufsatzrohres der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse direct mit der Dampfspannung (Ueberdruck) wächst. Unter sonst gleichen Verhältnissen ist also, wie man auch sagen kann, die vom saugenden Dampfstrahle erzeugte Luftverdünnung nahezu der Geschwindigkeitshöhe proportional, die der Geschwindigkeit entspricht, mit welcher der Dampf ausströmt. Die Versuche bestätigen sonach die auf S. 10 näher bezeichnete Annahme Redtenbacher's.

Die Curven in Fig. 9, Taf. II, bei denen, nebenbei bemerkt, die Ordinaten den Ueberdruck in Millimeter Quecksilbersäulen in natürlicher Grösse geben, gelten allerdings zunächst nur für $m = 32$ d. h. für den Durchmesser $d = 14,14$ Millim. der Dampf- und für die Weite $d_1 = 80$ Millim. des Aufsatzrohres und jede Curve entspricht einem bestimmten Werthe der Weite d_2 der Luftmündung oder des Verhältnisses n .

Man überzeugt sich aber leicht, ohne dass es nöthig wäre, die Curven auch noch für andere Werthe von m und der Dampfspannung zu zeichnen, dass das Gesetz, das wir aus der Betrachtung der Fig. 9 abgeleitet haben, allgemein richtig ist, wenigstens innerhalb der ziemlich weiten Grenzen, zwischen denen unsere Versuche liegen.

Der Einfluss der Dampfspannung auf die saugende Wirkung der Dampfstrahlen ist sonach erkannt und es bliebe nun nur noch übrig, den Einfluss der Werthe von d , d_1 und d_2 d. h. der Weite der Dampf- und Luftmündung und des Aufsatzrohres oder, was dasselbe ist, der Werthe von

$$m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 \text{ und } n = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$$

auf die Luftverdünnung näher zu untersuchen. Zu diesem Zwecke ist es gleichgültig, welche Dampfspannung dabei zu Grunde gelegt wird, wir wollen einfach einmal solche Versuche unter sich

vergleichen, die sämmtlich bei derselben Dampfspannung ausgeführt wurden, und wählen hierzu die Versuche, die bei einer Atmosphäre Dampfspannung Ueberdruck angestellt worden sind. Ein oberflächlicher Vergleich der Versuche, die für die genannte Dampfspannung gelten, mit denen, die bei einer andern, aber für jeden einzelnen Versuch wieder gleichen Dampfspannung ausgeführt wurden, zeigt das nämliche allgemeine Resultat, das sich sogleich herausstellen wird.

Um jedoch die Uebersichtlichkeit zu erhöhen, habe ich in folgender Tabelle IV zunächst diejenigen Versuche der beiden Versuchsreihen der Tab. III, die sämmtlich bei 1 Atmosphäre Dampfspannung Ueberdruck angestellt wurden, nach den Werthen von n und m geordnet und dabei zugleich in der ersten Verticalcolumnne auch die Pressungsdifferenzen mit eingetragen, die für $n=0$ d. h. die nach Tabelle II für die verschiedenen Werthe von m bei geschlossenem Gehäuse gefunden wurden.

Tabelle IV.

Pressungsdifferenzen für die Dampfspannung von 1 Atmosphäre Ueberdruck.

Werthe von $m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$	Werthe von $n = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$										
	0 (Geschlossen)	$\frac{1}{2}$	1	2	4	8	16	18	32	36	64
8	123,33	106,50		76,90		27,95		8,60	2,95		
16	70,20		61,50		47,30		19,50			6,30	2,20
32	34,40	32,80		30,60		25,30		18,93	12,00		
50	21,48	20,93		20,03		17,73		15,07	11,43		
64	17,68		16,93		15,93		13,83			10,57	6,80
72	14,90	14,63		14,13		13,17		11,67	9,73		
100	11,08		10,73		10,37		9,50			8,40	6,50
112,5	9,27	9,13		8,97		8,60		8,03	7,50		
144	7,68		7,53		7,33		6,93			6,40	5,47
225	4,83		4,73		4,70		4,57			4,30	4,03

Die nähere Betrachtung dieser Tabelle führt ohne Weiteres auf ein sehr wichtiges Gesetz; die Tabelle ist aus zwei Versuchsreihen hervorgegangen, bei der einen war der Durchmesser der Dampföffnung 10 Millimeter, bei der andern 14,14 Millim.; da hiernach bei der zweiten Versuchsreihe der Dampföffnungs-

querschnitt doppelt so gross war, als bei der ersten, so musste auch die Dampfmenge, die pro Secunde ausströmte, nahezu das Doppelte sein, und doch bemerkt man in der Tabelle IV keinen Unterschied bei den Versuchswerthen der einen oder andern Reihe; die Werthe der Tabelle, geordnet nach den Werthen von m und n , ändern sich gleichmässig nach jeder Richtung hin. Daraus folgt nun das Resultat, „dass der Pressungsunterschied zwischen äusserer Atmosphäre und dem Innern des Gehäuses nur abhängt von den Verhältnissen

$$m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 \text{ und } n = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2;$$

nicht aber von der absoluten Grösse der Querschnitte der Dampföffnung, der Luftöffnung und des Aufsatzröhres“.

Aufgabe der Theorie wird es nun sein, eine Formel aufzustellen zwischen der Pressungsdifferenz, dem Dampfdrucke und den Verhältnissen der genannten Querschnitte, d. h. den Werthen m und n .

Interessant ist aber immer, zunächst auch ohne eine solche Formel, den Einfluss der beiden Werthe m und n näher zu studiren. Zu diesem Zwecke sind mit Hülfe der Angaben der Tabelle IV die beiden Fig. 10 und 11, Taf. II gezeichnet worden. In beiden Figuren sind die in Millimeter-Quecksilbersäule angegebenen Pressungsunterschiede als Ordinaten (in natürlicher Grösse) aufgetragen.

In Fig. 10, Taf. II sind die Werthe n der Tabelle IV als Abscissen angenommen worden; jede der einzelnen Curven entspricht daher einem bestimmten Werthe von m ; die Curven geben sonach das Gesetz der Veränderlichkeit des Pressungsunterschiedes, wie es die Werthe der einzelnen Horizontalreihen der Tabelle IV anzeigen; im Allgemeinen kann man zunächst aus der Tabelle und diesen Curven nichts weiter schliessen, als dass der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse mit wachsendem Werthe von n um so rascher abnimmt, je kleiner der Werth von m ist; bei grossen Werthen von m nähern sich die Curven mehr und mehr einer der Abscissenaxe parallelen Geraden, wie auch sogleich aus den Werthen der untersten Horizontalreihen der Tabelle IV hervorgeht.

Zu wichtigern Resultaten führt die zweite graphische Dar-

stellung in Fig. 11, Taf. II. Hier sind die Werthe von m (Tabelle IV) als Abscissen aufgetragen, die Ordinaten geben wieder die Pressungsdifferenzen; jede Curve entspricht einem bestimmten Werthe von n ; die Ordinaten der Curven stellen überhaupt die Veränderlichkeit der Werthe jeder einzelnen Verticalcolumnen der Tabelle IV dar.

Man ersieht nun aus den Curven, dass bei jeder derselben ein Maximum der Ordinate vorkommt, dass aber jeder Maximalordinate bei jeder Curve eine andere Abscisse zugehört und zwar ist diese Abscisse um so grösser, einem je grössern Werthe von n die Curve entspricht; so entspricht z. B. der höchste Punkt der Curve für $n = 8$ ohngefähr der Werth $m = 12$.

Ebenso erhält man die höchsten Punkte der Curven für $n=16, 32, 64$ beziehungsweise bei $m = 26, 46, 91$ (ohngefähr). Sämmtliche Curven beginnen übrigens ihren Lauf bei $m = 1$, aus Gründen, die schon auf Seite 32 angegeben wurden; für die oberste Curve für $n = 0$ (geschlossenes Gehäuse) hat der höchste Punkt, wie an der gleichen Stelle bemerkt wurde, die Abscisse $m = 2$. Aus dem Gesagten ergibt sich nun das merkwürdige Resultat, „dass jedem bestimmten Werthe von n ein vortheilhaftester Werth von m entspricht, bei welchem also die Luftverdünnung am stärksten, folglich auch die angesaugte Luftmenge ein Maximum ist.“

Denkt man sich also z. B., es sei an unserm Apparate die Weite d der Dampföffnung sowohl, als die Weite d_2 der Luftöffnung, also auch

$$n = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$$

gegeben, so existirt jederzeit ein Durchmesser d_1 für das Aufsatzrohr, d. h. ein Werth von

$$m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2,$$

für welchen die saugende Wirkung des Dampfstrahles am grössten ist, bei jeder andern Weite des Aufsatzrohres wird die Wirkung eine schwächere. Innerhalb der Grenzen, für welche unsere Versuche gelten, lässt sich durch graphische Darstellung wie in Fig. 11 der vortheilhafteste Werth von m wenigstens näherungsweise bestimmen. Die unten folgenden theoretischen Be-

trachtungen werden uns aber eine Formel liefern, durch welche der genannte Werth mit voller Schärfe sich ergibt.

Bis jetzt wurden, soweit es die Versuche gestatteten, nur die Beziehungen aufgesucht, welche stattfinden zwischen der Dampfspannung, den Weiten der Dampf- und Luftöffnung, sowie der Weite des Aufsatzrohres und dem Ueberdrucke der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse. Weit wichtiger, besonders für unsern speziellen Zweck: Untersuchung der Wirkungsweise des Locomotiven-Blasrohres, ist nun aber die Frage nach der Luftmenge, die bei jedem einzelnen Versuche vom Dampfstrahle in der Zeiteinheit, pro Secunde, wirklich angesaugt wurde.

Diese Frage ist es, die nun zunächst noch ihre Erledigung finden soll; ihre Beantwortung erfordert einige einfache Rechnungen, wobei wir jedoch allbekannte Formeln in Anwendung zu bringen haben.

Bezeichnet man mit F_2 den Querschnitt der Luftmündung, durch welche die Luft in das Innere unseres Apparates trat, ist ferner w die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft einströmt und ist μ der Ausflusscoefficient für Luft und Mündung in dünner Wand, so ist das Luftvolumen V , das pro Secunde in den Apparat ging:

$$V = \mu F_2 \cdot w$$

Für die Geschwindigkeit w lässt sich nun aber eine Formel verwenden, die in jedem Lehrbuche der Mechanik entwickelt wird, die wir aber im zweiten Abschnitte ebenfalls ableiten werden, nämlich

$$w = \sqrt{2g \cdot \frac{p - p_1}{\gamma}}$$

Darin bedeutet g die Acceleration des freien Falles (9,81 Meter), γ die Dichtigkeit oder das Gewicht der Cubikeinheit äusserer atmosphärischer Luft (Gewicht von 1 Cubikmeter Luft in Kilogr.) und p und p_1 repräsentirt die Pressung der äussern Luft und der Luft im Gehäuse, gemessen in Kilogrammen Druck pro Quadratmeter; $p - p_1$ ist sonach die Pressungsdifferenz in gleichem Maasse. Die Formel gilt allerdings nur für kleine Pressungsdifferenzen unter der Voraussetzung, dass die Dichtigkeit der Luft vor und hinter den Mündungen nur sehr wenig verschieden ist. Mit einem solchen Falle haben wir es aber hier wirklich zu thun, so dass wir

uns gestatten dürfen, die gegebene Formel für w in Anwendung zu bringen. Setzt man den Werth von w in die Gleichung für V , so folgt die Luftmenge pro Secunde auch:

$$V = \mu F_2 \sqrt{2g \cdot \frac{p - p_1}{\gamma}}.$$

Für unsere Zwecke ist es vortheilhafter, die Formel umzuformen.

Nach dem Mariotte-Gay-Lussac'schen Gesetze ist für atmosphärische Luft

$$\frac{p}{\gamma} = R T$$

wo R eine constante Grösse und zwar für atmosphärische Luft und französisches Maass 29,272 ist und wo T die sogenannte absolute Temperatur bedeutet, welche zur Temperatur t nach Celsius gemessen in der Beziehung

$$T = 273 + t$$

steht. Bestimmt man γ aus der letzten Gleichung und setzt es in die Formel für V , so folgt im Weitern

$$V = \mu F_2 \sqrt{2g \cdot R T \cdot \frac{p - p_1}{p}}.$$

Statt des Verhältnisses der Pressungsdifferenz $p - p_1$ zur äussern atmosphärischen Pressung p , gemessen in Kilogrammen pro Quadratmeter kann man aber ohne Weiteres das Verhältniss der Pressungen, in Millimeter Quecksilbersäule gemessen, einsetzen. Nennen wir b den in Millimetern gegebenen Barometerstand, und die in Millimeter Quecksilbersäule ausgedrückte Pressungsdifferenz ξ , welche Grösse also nichts Anderes, als die in allen vorhergehenden Tabellen enthaltenen Beobachtungswerthe darstellt, so folgt auch

$$\frac{p - p_1}{p} = \frac{\xi}{b} \text{ und hiernach}$$

$$V = \mu F_2 \sqrt{2g R \frac{T}{b} \cdot \xi}$$

Nun habe ich bei allen Versuchen gleichzeitig auch den Baro-

meterstand und das Thermometer beobachtet; die Rechnung ergab mir, als Mittel aller Beobachtungen, den Barometerstand

$$b = 731 \text{ Millimeter}$$

und die Temperatur der äussern atmosphärischen Luft nach Celsius:

$$t = 22^{\circ}$$

sonach ist die absolute Temperatur

$$T = 295.$$

Ich halte es für unnöthig, die einzelnen Barometer- und Thermometerbeobachtungen hier weiter anzuführen; es genüge hier nur die Bemerkung, dass während der ganzen Versuchszeit nur unbedeutende Schwankungen im Luftdrucke und der Temperatur vorkamen und dass es zur Bestimmung der Luftmenge V nach der zuletzt gegebenen Formel vollständig genügt, die angegebenen Mittelwerthe zu substituiren. Setzt man diese Werthe ein, und setzt zugleich $g = 9,81$ und $R = 29,272$, so folgt

$$V = 15,224. \mu F_2 \sqrt{\xi} \text{ Cubikmeter}$$

für unsere Versuche, wobei F_2 , der Querschnitt der Luftmündung in Quadratmetern zu substituiren wäre.

Ist nun wie früher F der Querschnitt der Dampföffnung und setzen wir wieder

$$n = \frac{F_2}{F}$$

so folgt noch:

$$F_2 = n F$$

und sonach endlich die angesaugte Luftmenge pro Secunde:

$$V = 15,224. \mu F. n \sqrt{\xi}$$

Diese Formel ist es nun, die hier verwendet werden soll. Nehme ich an, bei allen früher angegebenen Versuchen sei der Querschnitt F der Dampföffnung der gleiche gewesen und der Ausflusscoefficient μ für Luft und Mündung in dünner Wand sei wenigstens für die von uns angewandten Weiten der Luftmündungen constant, dann ist in vorstehender Formel der Werth

$$15,224. \mu F$$

eine constante Grösse und die Veränderlichkeit der angesaugten Luftmenge hängt nur von der Grösse

$$n \sqrt{\xi}$$

ab; der letztere Werth giebt sonach schon für sich das Gesetz, nach welchem sich die angesaugte Luftmenge mit dem Werthe von n , m und der Dampfspannung ändert, denn der Werth ξ des Pressungsunterschiedes hängt, wie sich oben S. 42 herausstellte eben auch allein von diesen Grössen ab.

Die folgende Tabelle V enthält nun für alle Versuche der Tabelle III S. 37 den Werth von $n \sqrt{\xi}$ berechnet; man hatte also einfach aus jedem Werthe der Tabelle III die Wurzel zu ziehen und mit dem, der entsprechenden Verticalcolumnne zugehörigen, Werthe von n zu multipliciren.

Dadurch, dass man den Werth des Querschnittes F der Dampf-mündung unbestimmt und für beide Versuchsreihen gleich gross setzt, vereinigt man beide Reihen in eine; käme es aber darauf an, für unsere Versuche wirklich die angesaugte Luftmenge zu berechnen, so müsste man in die Formel für V bei der ersten Versuchsreihe

$$F = \frac{\pi d^2}{4} \text{ und hierin } d = 0,010 \text{ Meter,}$$

bei der zweiten Versuchsreihe hingegen $d = 0,01414$ Meter also F doppelt so gross einsetzen. Die zuletzt angegebene Rechnung führen wir jedoch nicht durch, da es uns hier nur auf Erkennen des allgemeinen Gesetzes, nach welchem sich die angesaugte Luftmenge mit der Dampfspannung und den Werthen von m und n ändert, ankommt, und hierzu die Bestimmung des Werthes $n \sqrt{\xi}$ vollkommen genügt.

Tabelle V.
Angesaugte Luftmengen (Relativzahlen).
Erste Versuchsreihe. Zweite Versuchsreihe.

Werthe von $m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$	Werthe von $n = \frac{F_2}{F} = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$					Werthe von $n = \frac{F_2}{F} = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$				
	1	4	16	36	64	$\frac{1}{2}$	2	8	18	32
Dampfspannung im Zutrittsrohre $\frac{1}{4}$ Atm. Ueberdruck.										
16	4,48	15,21	38,53	48,96	49,57	3,01	9,85	23,25	27,88	27,71
64	2,25	8,84	32,27	63,40	88,90	1,61	6,07	21,76	41,70	58,40
100	1,77	6,93	26,62	55,76	88,19	1,26	4,90	18,29	37,89	58,75
144	1,47	5,80	22,45	47,88	80,19	1,05	4,11	15,73	33,53	55,13
225	1,21	4,73	18,72	39,92	69,25	0,80	3,14	12,31	26,26	44,89
Dampfspannung $\frac{1}{2}$ Atmosphären.										
16	5,91	20,44	51,85	65,89	68,63	3,91	12,88	30,57	37,97	38,53
64	3,09	11,86	44,19	86,90	123,07	2,11	7,93	28,92	55,28	77,92
100	2,42	9,46	36,13	76,36	120,90	1,70	6,59	24,57	50,90	78,85
144	2,02	7,93	30,90	67,36	111,42	1,41	5,65	21,05	44,83	73,61
225	1,62	6,49	25,44	54,94	94,91	1,08	4,27	16,78	36,30	62,62
Dampfspannung $\frac{3}{4}$ Atmosphären.										
16	6,94	24,23	61,66	78,46	80,95	4,58	15,35	36,31	45,18	46,37
64	3,66	14,12	52,99	103,72	147,33	2,51	9,64	34,84	67,82	96,00
100	2,92	11,40	43,73	92,70	146,62	2,01	7,85	29,36	61,04	94,01
144	2,43	9,76	37,18	79,67	133,18	1,69	6,65	25,38	54,05	88,03
225	1,93	7,69	30,35	67,07	115,01	1,31	5,21	20,24	44,21	75,71
Dampfspannung 1 Atmosphären.										
16	7,84	27,51	70,65	90,36	94,92	5,16	17,54	42,29	52,78	54,96
64	4,11	15,96	59,50	117,04	166,91	2,86	11,06	40,24	78,32	110,85
100	3,28	12,88	49,31	104,33	163,14	2,28	8,95	33,69	69,87	108,16
144	2,74	10,83	42,11	91,08	149,70	1,91	7,52	29,03	61,49	99,81
225	2,17	8,67	34,21	74,66	128,45	1,51	5,99	23,45	51,01	87,65

Tabelle V. (Fortsetzung.)

Angesaugte Luftmengen (Relativzahlen).

Erste Versuchsreihe.

Zweite Versuchsreihe.

Werthe von $m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2$	Werthe von $n = \frac{F_2}{F} = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$						Werthe von $n = \frac{F_2}{F} = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2$					
	1	4	16	36	64		1/2	2	8	18	32	
	Dampfspannung im Zutrittsrohr 1 1/4 Atm. Ueberdruck.						Dampfspannung im Zutrittsrohr 1 1/4 Atm. Ueberdruck.					
16	8,51	30,38	77,73	100,54	106,13		5,72	19,64	47,43	59,29	61,13	
64	4,30	17,47	65,44	128,63	184,06		3,15	12,29	45,06	88,00	125,05	
100	3,60	14,10	53,86	114,01	175,30		2,53	9,94	37,84	78,19	121,73	
144	3,01	11,91	46,18	99,04	165,31		2,12	8,37	32,27	68,94	111,77	
225	2,40	9,49	37,52	81,86	141,25		1,68	6,67	26,13	57,00	97,44	
	Dampfspannung 1 1/2 Atmosphären.						Dampfspannung 1 1/2 Atmosphären.					
16	9,03	32,01	83,83	108,00	114,49		6,45	21,86	52,95	64,65	68,63	
64	4,85	18,85	70,11	138,17	197,57		3,44	13,36	49,27	95,97	135,01	
100	3,86	15,22	58,19	122,76	191,23		2,75	10,80	41,21	80,62	133,37	
144	3,27	12,90	49,57	107,39	177,92		2,31	9,14	35,41	75,65	122,69	
225	2,58	10,28	40,70	88,70	152,77		1,85	7,34	28,88	63,20	107,71	
	Dampfspannung 1 3/4 Atmosphären.						Dampfspannung 1 3/4 Atmosphären.					
16	9,62	34,41	88,94	114,12	119,73		6,55	22,80	55,72	67,42	70,83	
64	5,17	20,15	74,99	147,67	210,62		3,70	14,36	53,54	104,76	148,38	
100	4,15	16,33	62,32	131,44	205,12		2,98	11,70	44,76	93,31	150,65	
144	3,49	13,80	53,55	116,10	186,94		2,48	9,90	38,39	81,95	133,60	
225	2,77	10,05	43,62	95,44	164,03		1,98	7,81	31,01	68,13	115,68	
	Dampfspannung 2 Atmosphären.						Dampfspannung 2 Atmosphären.					
16	10,30	35,78	92,19	120,48	130,38							
64	5,54	21,54	80,27	158,04	225,09							
100	4,43	17,53	67,12	141,12	212,93							
144	3,73	14,79	57,31	124,20	204,86							
225	2,99	11,88	46,83	102,28	175,62							

Die vorstehende Tabelle giebt gleichfalls zu manchen interessanten Betrachtungen Anlass.

Fragt man zunächst, welchen Einfluss die Grösse der Dampfspannung im Dampfzutrittsrohre auf die Menge der angesaugten Luft hat, so erkennt man ohne Weiteres, dass unter sonst gleichen Umständen, d. h. bei gleichen Werthen von m und n , die angesaugte Luftmenge mit dem Drucke wächst, unter welchem der Dampf ausströmt. Das Gesetz dieser Zunahme geht aber unmittelbar aus den Betrachtungen hervor, zu denen oben Tabelle III Anlass gab. Wir fanden dort, dass der Ueberdruck der äussern Atmosphäre, den wir hier mit ξ bezeichnet haben, dem Dampfdrucke (Ueberdruck) direct proportional ist. Nun wächst aber die Luftmenge, wie aus der Formel:

$$V = 15,224 \mu F \cdot n \sqrt{\xi}$$

zu schliessen ist, mit der Wurzel aus der Pressungsdifferenz ξ , wir schliessen daher,

„dass bei derselben Dampföffnung und des Aufsatzrohres die Menge der angesaugten Luft direct mit der Quadratwurzel aus dem Dampfüberdrucke zunimmt.“

Es ist nicht nöthig, die Richtigkeit des vorstehenden Satzes etwa mit Hülfe graphischer Darstellung weiter zu belegen, es ist das indirect schon durch Fig. 9, Taf. II geschehen; wir könnten aber auf Grund dieses Satzes zu manchen weitem interessanten Schlüssen gelangen; ich ziehe jedoch vor, weiter gehende Betrachtungen erst im theoretischen Theile anzustellen, wo einfache Formeln leichter und sicherer Einblick in die hier auftretenden Vorgänge verschaffen werden.

Vorstehende Tabelle mag vielmehr hier benutzt werden, einige Fragen anderer Art zu beantworten.

Zunächst mag untersucht werden, in welcher Beziehung die angesaugte Luftmenge zu dem Werthe von n steht, wenn vorausgesetzt wird, die Dampfspannung sei bei jedem einzelnen Versuche dieselbe und ebenso werde der Werth von m constant genommen. Es ist gleichgültig, welche der nach Tabelle V angewandten Dampfspannungen wir zu Grunde legen, ich werde daher hier nur diejenigen Versuche beider Versuchsreihen benutzen, die bei $\frac{1}{4}$ Atmosphären Dampfüberdruck ausgeführt wurden.

In Fig. 12, Taf. I sind die Werthe von n als Abscissen und

die angesaugten Luftmengen nach Tabelle V als Ordinaten aufgetragen; jede der einzelnen Curven entspricht einem bestimmten Werthe von m . Betrachten wir nun eine dieser Curven genauer, so giebt diese also das Gesetz der Veränderung der angesaugten Luftmenge an, wenn der Dampf immer unter der gleichen Spannung Ueberdruck ($\frac{1}{4}$ Atmosphäre) ausströmt, ferner m oder d und d_1 , d. h. die Weiten der Dampföffnung und des Aufsatzrohres unverändert bleiben, hingegen der Werth von n oder die Weite d_2 der Luftöffnung sich ändert.

Der Verlauf der verschiedenen Curven zeigt nun zunächst im Allgemeinen, dass die angesaugte Luftmenge um so grösser wird, je grösser unter sonst gleichen Umständen der Durchmesser d_2 oder der Querschnitt der Luftöffnung ist.

Das hat aber, wie genauere Betrachtung der Curven zeigt, eine gewisse Grenze. Offenbar unterliegen alle Curven der Fig. 12, Taf. II dem gleichen Gesetze und doch scheinen sie je nach dem Werthe von m sehr verschiedenen Verlauf zu haben; man bemerkt, dass die Curven, wenigstens innerhalb der Grenzen unserer Versuche, sich umsomehr der geraden Linie nähern, je grösser m ist; so ist z. B. die Curve für $m = 225$ bis zu $n = 64$ hin nahezu eine Gerade. Hieraus ist nun zu schliessen, dass so lange m sehr gross gegen n ist oder mit andern Worten, wenn bei bestimmter Dampföffnung das Aufsatzrohr sehr weit gegen die Dampföffnung ist, die angesaugte Luftmenge nahezu dem Werthe n oder dem Querschnitte der Luftöffnung proportional zunimmt, wenigstens so lange der Durchmesser der Luftöffnung verhältnissmässig klein gegen die Weite des Aufsatzrohres ist.

Wird aber die genannte Bedingung nicht erfüllt, ist im Gegentheil der Werth von m klein, so ist der Verlauf der Curven ein ganz anderer, wie der Verlauf der beiden für $m = 8$ und $m = 16$ geltenden Curven ergibt.

Betrachten wir speziell die Curve für $m = 16$, so bemerkt man, dass die Ordinaten, welche die angesaugten Luftmengen darstellen, erst verhältnissmässig schnell wachsen, dann aber mit grösser werdendem Werthe von n , fast constant werden, die Curve besitzt unverkennbar eine Asymptote, welcher der Abscissenaxe parallel liegt. Das Gleiche ist an der für $m = 8$ dargestellten Curve zu sehen, dasselbe wird aber auch für alle übrigen Curven gelten; sämtliche Curven besitzen jeden-

falls Asymptoten parallel der Abscissenaxe, die aber von letzterer um so weiter entfernt liegen, je grösser der Werth von m ist. Für die Curven $m = 8$ und $m = 16$ kann man sogar die Lage der Asymptoten ziemlich sicher ohne alle Rechnung bestimmen.

Aus dem Angegebenen folgt nun ein sehr interessanter Satz: Denkt man sich nämlich, an unserm Apparate sei ein bestimmtes Aufsatzrohr und eine bestimmte Dampföffnung verwendet, also m constant vorausgesetzt worden, und der Dampf sei bei allen Versuchen unter dem gleichen Drucke ausgetreten, so nimmt, wenn man mit einer sehr kleinen Luftöffnung die Versuche beginnt, die angesaugte Luftmenge zu, je grössere Luftöffnungen man verwendet; die Zunahme wird aber immer geringer, bis endlich von einem gewissen Querschnitte der Luftöffnung an, die angesaugte Luftmenge nahezu constant bleibt, wenn man auch weitere und weitere Luftöffnungen einsetzt.

Ist die obige Vermuthung richtig, dass alle diese Curven horizontale Asymptoten besitzen, so muss man schliessen, dass endlich die angesaugte Luftmenge die nämliche bleibt, mag der Querschnitt der Luftöffnung auch noch so gross, vielleicht unendlich gross sein; das Letztere wäre offenbar der Fall, wenn wir uns an dem Apparate Fig. 3, Taf. I das ganze Gehäuse C beseitigt denken und den Dampfstrahl aus der Mündung direct in die freie Luft nach einem

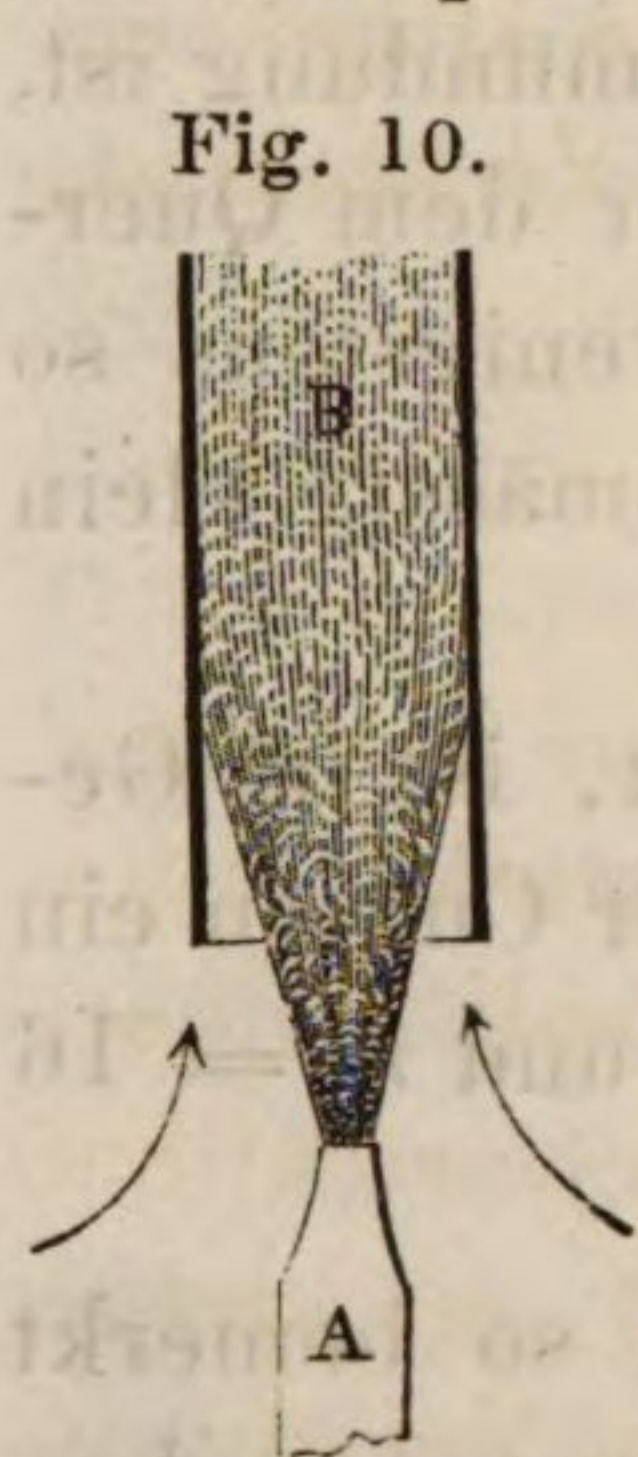


Fig. 10.

Rohre B hinströmen lassen, wie Holzstich Fig. 10 zeigt. Das bezeichnete Luftquantum würde dann auch dasjenige sein, welches der Dampfstrahl mit sich durch das Rohr B hindurch fortreisst.

Die letztern Schlüsse sind freilich etwas gewagt, da sie sich nur auf den Verlauf der beiden Curven für $m = 8$ und $m = 16$ in Fig. 12, Taf. II stützen. Ich glaube aber doch, dass sich die Sache in Wirklichkeit nahezu so verhält; einestheils geben die Versuche der Tabelle V, die bei den gleichen Werthen von m und n , aber bei andern Dampfspannungen ausgeführt wurden, einen gleichen Verlauf der Curven, wenn man die Versuchsergebnisse in der Art der Fig. 12 darstellt und andererseits überzeugt man sich leicht, wenn man einen Dampfstrahl in die freie Luft ausströmen lässt, dass der Strahl ringsum Luft herbeizieht, die sich mit dem Dampfe mischt und dass diese Luftmenge beträchtlich sein kann, da, wie ich beobachtet habe,

ziemlich schwere Körper, die pendelartig aufgehangen waren, durch die herbeiströmende Luft in den Strahl hinein abgelenkt wurden, wenn die Körper bei der Dampföffnung in die Nähe des Dampfstrahles gebracht wurden.

Zu andern und für unsern Zweck wichtigern Resultaten wird man geführt, wenn man die gleichen Versuchsergebnisse der Tabelle V, die wir im Vorstehenden benutzten, in der Weise graphisch darstellt, wie es in Fig. 13, Taf. II geschehen ist.

Die Curven gelten wieder für $\frac{1}{4}$ Atmosphäre Dampfüberdruck, es sind aber hier die Werthe von m als Abscissen, die angesaugten Luftmengen als Ordinaten aufgetragen; die einzelnen Curven entsprechen hier nun den verschiedenen Werthen von n . Man erkennt nun ohne Weiteres, dass jedem bestimmten Werthe von n ein Werth m entspricht, bei welchem die Ordinate, also die angesaugte Luftmenge ein Maximum ist. Denkt man sich sonach eine bestimmte Dampf- und Luftöffnung, also die Durchmesser d und d_2 gegeben, so existirt eine gewisse Weite d_1 für das Aufsatzrohr, bei deren Verwendung die grösste Luftmenge angesaugt wird. Wäre also z. B. in einem gewissen Falle

$$n = \left(\frac{d_2}{d}\right)^2 = 64, \text{ d. h. } d_2 = 8 d,$$

der Durchmesser der Luftöffnung das Achtfache des Durchmessers der Dampföffnung, so müsste, wie aus dem Verlaufe der Curven für $n = 64$ der Fig 13 zu schliessen ist,

$$m = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 = 90 \text{ (ohngefähr)},$$

also die Weite des Aufsatzrohres $d_1 = 9,49 \cdot d$ genommen werden, wenn die angesaugte Luftmenge ein Maximum sein soll. Uebrigens lehren auch die verschiedenen Curven, dass der vortheilhafteste Werth von m oder von d_1 um so kleiner ausfällt, je kleiner der Werth von n oder die Weite der Luftöffnung im Verhältniss zur Weite der Dampföffnung ist.

Was in Betreff der letzten Frage den Einfluss der Dampfspannung betrifft, so überzeugt man sich leicht, wenn man die Fig. 13, Taf. II nach Anleitung der Tabelle V für verschiedene Dampfspannungen zeichnet, dass der einem bestimmten Werthe von n entsprechende vortheilhafteste Werth von m gar nicht von der Dampf-

spannung abhängt oder wenigstens nahezu davon unabhängig ist. Man findet, dass für die verschiedenen Curven für den gleichen Werth von n und verschiedenem Dampfdruck die Maximalordinaten die nämliche Abscisse m haben.

Das vorstehende Referat über unsere Versuche hat gezeigt, dass dieselben auch ohne alle theoretischen Untersuchungen über die saugende Wirkung der Dampfstrahlen, zu vielen eigenthümlichen und bemerkenswerthen Resultaten geführt haben. Es hätten sich die Betrachtungen auch recht leicht nach verschiedenen Richtungen noch weiter ausdehnen lassen; ich unterlasse das jedoch, weil damit wenig gewonnen wird und auf dem bisher verfolgten Wege ein tieferer Einblick in die ganze Erscheinung doch nicht erlangt werden kann; das Letztere kann nur durch die theoretischen Untersuchungen erzielt werden, auf die ich nun übergehe und die nicht nur alle Resultate der Versuche bestätigen, sondern welche zugleich noch zu manchen neuen bisher unbekannten Ergebnissen führen werden.

ZWEITER ABSCHNITT.

THEORIE

DER

ZUGERZEUGUNG DURCH DAMPFSTRAHLEN.

Die Vorgänge, welche im ersten Abschnitte einer experimentellen Prüfung unterworfen wurden, ergaben sich einfach aus der eigenthümlichen Art und Weise, unter welcher wir eine Flüssigkeit, den Dampf, ausströmen liessen. Eine theoretische Begründung der beobachteten Erscheinungen wird daher von der nähern Betrachtung der Ausflussgesetze überhaupt ausgehen müssen.

Bei unserm Apparate hat man es mit dem Ausflusse von Wasserdampf und atmosphärischer Luft zu thun, der Dampf war die saugende, die Luft die angesaugte Flüssigkeit; gerade für diese Flüssigkeiten aber sind die Angaben über die Gesetze ihrer Bewegung und speziell der Bewegung beim Ausströmen aus Mündungen, schwankend. So besitzen wir für permanente Gase, wie die atmosphärische Luft, drei verschiedene Formeln zur Berechnung der Geschwindigkeit, mit welcher die Gase unter den gewöhnlichen Verhältnissen durch Mündungen ausströmen sollen. Alle drei Formeln haben ihre Berechtigung, so dass es in einzelnen Fällen zweifelhaft sein kann, welche derselben in Gebrauch genommen werden soll.

Aehnlich verhält es sich mit den beiden Formeln, nach denen man bisher die Ausflussgeschwindigkeit der Wasserdämpfe oder der Dämpfe überhaupt berechnete.

Unter solchen Umständen erscheint es für vorliegenden Zweck erforderlich, die einzelnen Formeln, die bis jetzt bekannt sind, zunächst einer nähern Prüfung zu unterwerfen, um festzustellen, welche derselben unsern speziellen Untersuchungen in der Folge mit Zuverlässigkeit zu Grunde gelegt werden kann.

Ich werde daher zuerst den Ausfluss der Flüssigkeiten überhaupt, den der Gase und Dämpfe speziell behandeln, dabei die

Erscheinung aber, indem ich die Hauptlehren der mechanischen Wärmetheorie zu Grunde lege, von einem allgemeinem Gesichtspunkte aus betrachten, als dies bisher in andern Schriften geschehen ist.

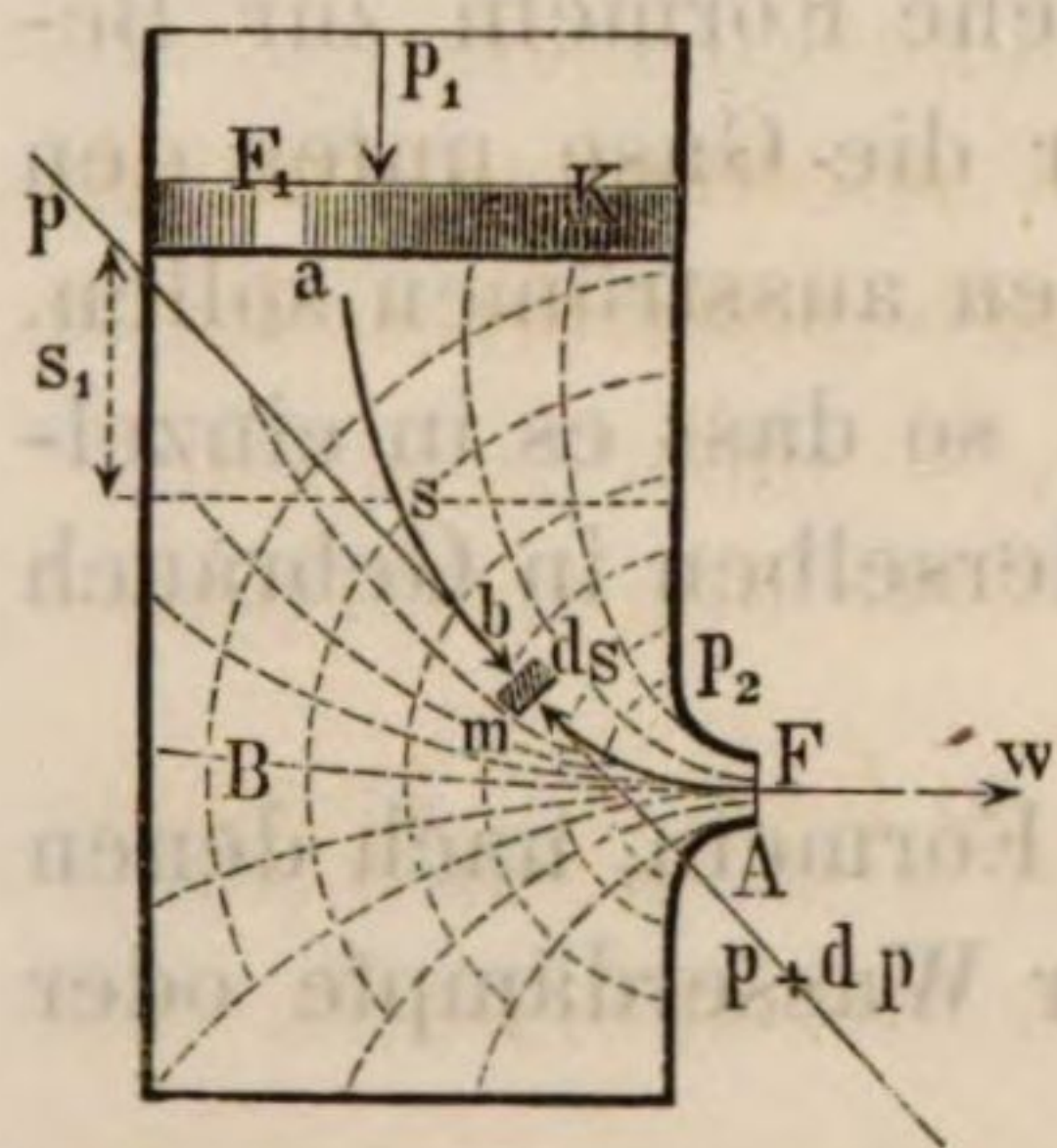
Erstes Capitel.

Ausfluss der Flüssigkeiten aus Gefässmündungen.

Das Ausströmen irgend einer Flüssigkeit aus einem Gefässe unter constantem Drucke in einen Raum, in welchem der Druck ebenfalls auf constanter Höhe erhalten wird (welchen Fall wir hier allein behandeln werden) kann man immer, mag man es nun mit Gasen, Dämpfen oder tropfbaren Flüssigkeiten zu thun haben, in folgender Art betrachten.

An dem Gefässe *B* (Holzst. Fig. 11) befinde sich die Ausflussmündung *A*, vor welcher, ausserhalb des Gefässes, ein Druck p_2 herrscht, bezogen auf die Quadrateinheit Querschnitt; im Innern des Gefässes, da wo die Masse noch in Ruhe angenommen

Fig. 11.



werden kann, sei der Druck, in gleicher Art gemessen p_1 (im Weiteren der spezifische Druck genannt). Angenommen nun, der Beharrungszustand sei eingetreten, und $a b$ stelle die Bahn dar, die irgend ein Flüssigkeitselement auf dem Wege nach der Mündung hin zurücklegt, so wird während des Durchlaufens dieser Bahn das Element aus der Ruhe in a bis zur Mündungsebene in eine gewisse Geschwindigkeit übergehen, mit der es dann die Mündung verlässt. Auf dem Wege wird aber auch der Druck nach einem bestimmten Gesetze aus dem Werthe p_1 in den Werth p_2 übergehen; alle Flüssigkeitselemente, die während ihrer Bewegung unter demselben Drucke stehen, werden schalenförmige Räume bilden und alle diese zusammen bilden wieder einen trichterförmigen Raum, dessen Spitze in der Mündung liegt und in dessen äusserster Begrenzung alle Flüssigkeits-

elemente noch unter dem Drucke p_1 stehen und wo sie eben, von der Ruhe aus, ihre Bewegung beginnen. Das Flüssigkeitselement m , welches eben den Weg $ab = s$ zurückgelegt hat, kann man sich prismatisch vom unendlich kleinen Querschnitte F und unendlich geringer Länge denken; diese Länge ist willkürlich, man kann sie daher auch gleich dem unendlich kleinen Wege ds annehmen, welchen das Element in der Zeit dt zurücklegt. Das Volumen ist daher Fds und wenn noch mit γ die Dichtigkeit (Gewicht der Cubikeinheit) an der betreffenden Stelle bezeichnet wird, so findet sich die Masse:

$$\frac{F\gamma ds}{g}$$

wo g die Acceleration des freien Falles bedeutet. Ist nun im Punkte b der Bahn s der spezifische Druck p , so ist der Druck gegen das Element in der Bewegungsrichtung Fp und der Gegen-
druck

$$F\left(p + \frac{dp}{ds} ds\right),$$

sonach folgt die bewegende Kraft, oder richtiger, die Tangentialkraft der Curvenbewegung:

$$- F \frac{dp}{ds} ds.$$

Im Beharrungszustand ist jedoch der Druck p offenbar nur als eine Funktion von s zu betrachten und sonach schreibt sich die Tangentialkraft einfacher

$$- F dp.$$

Dividirt man diesen Werth durch die Masse, so folgt die Tangentialacceleration:

$$- g \frac{dp}{\gamma ds}.$$

Für diese Acceleration besitzt man aber noch einen andern Ausdruck; ist nämlich w die Geschwindigkeit des Elementes an dem betreffenden Punkte seiner Bahn, so ergibt sich bekanntlich die Tangentialacceleration auch

$$\frac{dw}{dt}$$

und daraus folgt durch Gleichsetzen beider Ausdrücke:

$$\frac{dw}{dt} = -g \cdot \frac{dp}{\gamma ds}$$

oder nach einfacher Umformung, wenn man noch die bekannte Gleichung $ds = w dt$ benutzt:

$$w dw = -g \frac{dp}{\gamma} \quad (1)$$

Diese Gleichung ist es nun, aus welcher man unter gewissen Voraussetzungen durch Integration die Geschwindigkeit bestimmen kann, mit welcher die Flüssigkeit durch eine Mündung ausströmt; für unsere Zwecke ist es jedoch vortheilhafter, sie zunächst noch in eine andere Form zu bringen.

Nennt man v das Volumen der Gewichtseinheit — das spezifische Volumen — des Elementes m an dem Orte b seines Weges, wo die Dichtigkeit γ angenommen wurde, so findet sich zunächst wegen der Beziehung:

$$v\gamma = 1$$

aus Gleich. (1) auch:

$$w dw = -g v dp$$

oder weil bekanntlich

$$v dp = d(vp) - p dv$$

gesetzt werden, endlich:

$$\frac{w dw}{g} = -d(vp) + p dv \quad (2)$$

Im Innern des weiten Gefässes, an der äussern Schale des trichterförmigen Raumes (der übrigens bei tropfbar flüssigen Körpern ohne Zweifel sehr klein sein muss) haben wir den specifischen Druck p_1 gesetzt, die Geschwindigkeit der Flüssigkeitstheilchen daselbst ist Null und das spezifische Volumen mag mit v_1 bezeichnet werden.

In der Mündungsebene herrscht aber der äussere Druck p_2 ; ist nun noch v_2 das spezifische Volumen der Flüssigkeit an gleicher Stelle und w die Geschwindigkeit, mit welcher die Theilchen durch die Mündung austreten, so folgt nun durch Integration der Gl. (2) unter Einführung der gegebenen Grenzen:

$$\frac{w^2}{2g} = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad (3)$$

Diese Gleichung giebt nun schon zu einigen wichtigen Bemerkungen Anlass.

Die linke Seite

$$\frac{w^2}{2g}$$

bedeutet offenbar nichts anderes, als die Arbeit, welche die Gewichtseinheit Flüssigkeit aufnimmt, indem sie aus der Ruhe in die Geschwindigkeit w übergeht. Das erste Glied rechts ferner, nämlich $p_1 v_1$ bedeutet die Arbeit, die man der Flüssigkeit durch Constanthalten des Druckes im Gefässe B von aussen zuführt. Man kann nämlich, ohne irgend etwas am ganzen Vorgange zu ändern, das Constanthalten des Druckes p_1 im Gefässe dadurch erzielen, dass man sich während des Ausflusses den Kolben K vom Querschnitte F_1 im cylindrisch angenommenen Gefässe B (Holzst. Fig. 11, S. 58) mit constantem Drucke p_1 pro Flächeneinheit vorwärts geschoben denkt.

Ist der Kolben um s_1 fortgeschoben worden, so ist die von unserer Seite aufgewandte und von der Flüssigkeit aufgenommene Arbeit:

$$F_1 p_1 s_1$$

Der Werth $F_1 s_1$ repräsentirt aber nichts anderes, als das Volumen der Flüssigkeit, im Innern des Gefässes gemessen, die in gleicher Zeit durch die Mündung ausströmte. Hat sich nun in dieser Zeit gerade die Gewichtseinheit Flüssigkeit entfernt, so ist $F_1 s_1$ das Volumen derselben, also der Werth v_1 und daher ist von dieser, wie behauptet wurde, die Arbeit $p_1 v_1$ aufgenommen worden.

In gleicher Weise bedeutet $p_2 v_2$ in der Gleich. (3) die Arbeit, welche die Gewichtseinheit Flüssigkeit beim Verlassen der Mündung verrichtet oder abgiebt, indem sie mit dem Volumen v_2 in einen Raum tritt, in welchem der spezifische Druck p_2 herrscht.

Das dritte Glied auf der rechten Seite der Gleichung (3) endlich repräsentirt die Arbeit, welche die Gewichtseinheit Flüssigkeit verrichtet, indem sie vom Drucke p_1 und dem Volumen v_1 in den Druck p_2 und in das Volumen v_2 übergeht.

Der Vorgang hierbei ist genau, wie der folgende zu betrachten:

Es sei die Gewichtseinheit Flüssigkeit in einem Cylinder vom Querschnitte F eingeschlossen, in welchem sich der Kolben in einem gewissen Momente um s vom Boden befindet; das Volumen der Masse ist daher $Fs = v$; ist in diesem Augenblicke der spezifische Druck der Flüssigkeit p und eben so gross auch der Druck gegen den Kolben pro Quadrateinheit von aussen her, so überträgt die Flüssigkeit eine Arbeit $Fpds$ auf den Kolben, wenn derselbe um ds zurückweicht. Wegen $Fs = v$ folgt aber auch $Fds = dv$ und daher ist die genannte Arbeit auch

$$p dv$$

oder es ergibt sich, wenn die Flüssigkeit sich vom Volumen v_1 auf das Volumen v_2 ausdehnt, und gegen den Kolben in jedem Augenblicke pro Quadrateinheit ein Druck von aussen stattfindet, der dem oben vorhandenen spezifischen Drucke der Flüssigkeit gleich ist, die ganze von der Gewichtseinheit Flüssigkeit abgegebene Arbeit:

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv$$

d. h. genau der in Gl. (3) stehende Ausdruck.

Nach dem Vorstehenden lässt sich jetzt die Gleich. (3) folgender Art lesen:

„Beim Ausflusse einer Flüssigkeit aus einem Gefässe wird, abgesehen von den schädlichen Widerständen, auf die Erzeugung der Ausflussgeschwindigkeit eine Arbeit verwendet, welche gleich ist 1) der Arbeit, welche die Flüssigkeit durch das Constanterhalten des Druckes p_1 im Ausflussgefässe aufnimmt, vermehrt 2) um die Arbeit, welche frei wird, indem die Flüssigkeit vom Drucke p_1 in den äussern Druck p_2 übergeht und vermindert 3) um die Arbeit, welche die Flüssigkeit verrichten muss, um den äussern constanten Druck p_2 zu überwinden.“

Die Differenz der beiden Arbeiten: $p_1 v_1$ und $p_2 v_2$, welche die Gewichtseinheit Flüssigkeit beim Ausfluss unter constantem Drucke von aussen her aufnimmt und anderntheils nach aussen hin abgibt, lässt sich bei den meisten Problemen unmittelbar be-

rechnen, da die zur Berechnung erforderlichen Werthe meist gegeben sind. Nicht so ist es aber mit dem Arbeitswerthe

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv$$

der Gleichung (3). Dieser Werth lässt sich nicht aus dem spezifischen Drucke p_1 und p_2 und dem Volumen der Gewichtseinheit v_1 und v_2 , innerhalb und ausserhalb des Gefässes betrachtet, allein berechnen; vielmehr erfordert die Bestimmung des Werthes des vorstehenden Integrales die Kenntniss des Gesetzes, nach welchem sich der Werth des Druckes p mit dem Werth von v ändert oder mit andern Worten, man muss wissen, in welcher Art der spezifische Druck p während des Hinströmens nach der Mündung vom Werthe p_1 zu dem Werthe p_2 übergeht.

Dieser Uebergang kann nun auf unendlich verschiedene Art stattfinden und damit folgt nach Gl. (3), dass auch für die Ausflussgeschwindigkeit sich unendlich verschiedene Werthe ergeben können. Die Veränderung des Druckes p während des Ausflusses in Hinsicht des spezifischen Volumen v hängt offenbar einzig und allein davon ab, ob der Flüssigkeit während des Ausströmens oder richtiger gesagt, während ihres Hinströmens nach der Mündung, Wärme zugeführt oder ihr solche entzogen wird und nach welchem Gesetze das eine oder andere stattfindet. Hiernach kann es nun nur noch die Aufgabe der theoretischen Untersuchung sein, einzelne und zwar die wichtigsten speziellen Fälle, die gewöhnlich vorkommen, näher zu beleuchten und für gewisse Annahmen in Betreff der Wärmezufuhr- oder Wärmeabfuhr die in Gl. (3) angedeutete Integration wirklich durchzuführen. Ehe jedoch solche Fälle behandelt werden sollen, mag zunächst gezeigt werden, dass sich die einzelnen Glieder der Gleichung (3) leicht graphisch darstellen lassen.

Trägt man nach Angabe von Holzst. Fig. 12 f. S. auf der Abscissenaxe OX von O aus das der Gewichtseinheit entsprechende Anfangsvolumen v_1 als Abscisse und den zugehörigen Druck p_1 als Ordinate auf, macht man also $OA = v_1$ und $AD = p_1$ und macht man ebenso $OB = v_2$ und $BE = p_2$, wo v_2 und p_2 das spezifische Volumen und den Druck der Flüssigkeit ausserhalb der Mündung

flüssigen Zustande vor) in einem für Wärme undurchdringlichen Gefässe; das Volumen sei v , der Druck, unter welchem der Körper steht, sei p (pro Quadrateinheit). Führt man nun diesem Körper von aussen die Wärmemenge dQ zu, so wird diese nach den neuern Anschauungen zu zweierlei verwendet; ein Theil davon, der mit dU bezeichnet werden mag und den wir den Zuwachs der innern Wärme des Körpers nennen, wird verbraucht zu Temperaturveränderungen und zu Veränderung der Schwingungsgeschwindigkeit der Körperelemente, zu Veränderung der gegenseitigen Lage der Atome oder Moleküle u. s. f.; der andere Theil hingegen wird, wie man sagt, zu äusserer Arbeit verbraucht. Während der Wärmezuführung wird sich nämlich im Allgemeinen das Volumen v um dv ändern und da hierbei der Druck p überwunden wird, so wird die Arbeit $p dv$ verrichtet. Nach der mechanischen Wärmetheorie nimmt man nun an, dass bei Verrichtung der Arbeitseinheit (ein Meterkilogramm) jederzeit eine ganz bestimmte Wärmemenge A verschwindet (Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit; $\frac{1}{424}$ nach französischem Maasse); in unserm Falle ist sonach die verschwundene oder in Arbeit verwandelte Wärme $A p dv$ und wir erhalten die Gleichung

$$dQ = dU + A p dv. \quad (4)$$

Was die innere Wärme U betrifft*), so ist im Allgemeinen wenigstens so viel anzunehmen, dass dieselbe für einen bestimmten Körper als vollständig gegeben zu betrachten ist, wenn der Druck p und das Volumen v der Gewichtseinheit bekannt ist, ebenso wie auch die Temperatur des Körpers durch diese beiden Grössen vollständig bestimmt wird. Führen wir die sogenannte absolute Temperatur T ein, die zu der Temperatur t , nach Celsius gemessen, in der Beziehung $T = 273 + t$ steht, so ist also nach dem Gesagten sowohl die absolute Temperatur T als auch die innere Wärme U , als Funktion der Grössen p und v zu betrachten. Wenn sonach die Gewichtseinheit eines Körpers aus dem Volumen v_1 und dem Drucke p_1 in das Volumen v_2 und den Druck p_2 übergeht, so ist sowohl die Veränderung der Temperatur T , als auch die der innern Wärme U mit diesen Grössen bekannt, sie

*) S. des Verfassers Schrift: „Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie“. Freiberg 1860.

sind durch den Anfangs- und Endzustand vollständig bestimmt. Die Wärmemenge hingegen, welche dabei in Arbeit verwandelt wird und die nach Gl. (4)

$$\int_{v_1}^{v_2} A p dv$$

beträgt, ist damit allein noch nicht zu ermitteln, vielmehr erfordert die Bestimmung derselben noch die Kenntniss des Gesetzes, nach welchem sich während des Ueberganges der Druck p mit dem Werthe von v ändert und dieser Uebergang kann, wie schon oben hervorgehoben wurde, auf unendlich verschiedene Art erfolgen. Auf Grund der Gleich. (4) folgt aber nun auch, dass die Wärmemenge, die einem Körper von aussen zuzuführen ist, nicht durch den Anfangs- und Endzustand des Körpers allein bestimmt ist, sondern dass ebenso die Ermittlung dieser Wärmemenge die Kenntniss von der Art und Weise des Ueberganges voraussetzt.

Der vorstehende Satz, von welchem übrigens die ganze neuere Wärmelehre ausgeht, lässt sich aber auch umkehren und in folgender Art aussprechen: die Arbeit, welche ein Körper nach aussen abgibt, wenn er aus einem Zustande in einen andern übergeht, ist bestimmt durch den Anfangs- und Endzustand und überdies durch die Art und Weise, in welcher während des Ueberganges die Wärmezuführung von aussen stattfand.

Analytisch ausgedrückt, lautet dieser Satz auf Grund von Gl. (4)

$$p dv = \frac{dQ - dU}{A}$$

Kehren wir nun wieder zu der ursprünglichen Gl. (2) zurück, so schreibt sich diese zunächst auch in folgender Art:

$$\frac{d(w^2)}{2g} = - d(pv) + p dv \quad (5)$$

und wenn der Werth von $p dv$ eingesetzt wird, der so eben abgeleitet wurde:

$$\frac{d(w^2)}{2g} = - d(pv) + \frac{dQ - dU}{A} \quad (6)$$

Die beiden letzten Gleichungen, die sich nur durch die Form unterscheiden, sind es nun, die bei den folgenden Untersuchungen zu Grunde gelegt werden sollen, und von denen wir in den einzelnen Fällen diejenige benutzen, die am schnellsten zum Ziele führt. Sie sollen nun verwendet werden, die Ausflussgesetze der Gase und Dämpfe, mit denen wir es in der Folge allein zu thun haben werden, abzuleiten.

A. Ausfluss der permanenten Gase.

Von den permanenten Gasen, d. h. Gasen, die bis jetzt durch kein Mittel in den tropfbar flüssigen Zustand übergeführt werden konnten, betrachten wir nur die atmosphärische Luft. Die Luft befolgt das Mariotte - Gay - Lussac'sche Gesetz, das durch die Formel

$$pv = RT \quad (7)$$

ausgesprochen wird; in welcher Formel R eine constante Grösse bedeutet, deren Werth in französischem Maasse 29,272 ist und wobei die übrigen Buchstaben die früher schon erwähnte Bedeutung haben.

Ferner giebt die mechanische Wärmetheorie für dieses Gas die Zunahme der innern Wärme für jede beliebige Zustandsveränderung

$$dU = c_1 dT \quad (8)$$

wo c_1 die specifische Wärme des Gases bei constantem Volumen bedeutet*). (Für atmosphärische Luft ist $c_1 = 0,1687$.)

Eine letzte Gleichung, die wir in der Folge mit Vortheil verwenden werden, und auf welche Weise die mechanische Wärmetheorie führt**), ist

$$c - c_1 = AR \quad (9)$$

worin c die specifische Wärme bei constantem Drucke ist, die für atmosphärische Luft sich nach Regnault $c = 0,2377$ ergeben hat; die Bedeutung der übrigen Buchstaben ist schon oben gegeben worden.

Aus Gleichung (7) folgt nun durch Differentiation und setzt

$$d(pv) = RdT$$

*) Grundzüge etc. S. 45

**) Grundzüge etc. S. 39.

man diesen Werth, sowie den Werth von dU nach Gl. (8) in Gleichung (6) ein, so folgt für permanente Gase:

$$\frac{d(w^2)}{2g} = -RdT + \frac{dQ - c_1 dT}{A}$$

oder

$$A \cdot \frac{d(w^2)}{2g} = - (AR + c_1) dT + dQ$$

oder endlich mit Rücksicht auf Gl. (9)

$$A \frac{d(w^2)}{2g} = -cdT + dQ. \quad (10)$$

Diese Gleichung im Verein mit Gl. (5) ist es, die bei den folgenden Problemen über den Ausfluss der Gase verwendet werden soll.

a) Ausfluss bei constanter Dichtigkeit.

Macht man die Voraussetzung, dass während des Hinströmens der Flüssigkeit nach der Mündung die Dichtigkeit γ des Gases, d. h. das Gewicht der Volumeneinheit constant bleibe, so ist das Gleiche auch mit dem spezifischen Volumen v der Fall, da jederzeit $v\gamma = 1$ ist.

Hiernach ist $dv = 0$ und die Integration der Gl. (5) ergibt unmittelbar

$$\frac{w^2}{2g} = -pv + C$$

Ist nun der Druck im Innern des Gefässes B (Holzst. Fig. 11 S. 58) p_1 und ausserhalb p_2 ; die Geschwindigkeit der Gastheile im Innern Null, hingegen beim Austritt aus der Mündung w , so ergibt vorstehende Gleichung auch:

$$0 = -p_1 v + C \text{ und } \frac{w^2}{2g} = -p_2 v + C$$

und daher die Subtraction:

$$\frac{w^2}{2g} = (p_1 - p_2) v$$

oder endlich, wenn man statt v die Dichtigkeit γ substituirt, indem man beachtet, dass

$$v = \frac{1}{\gamma} \text{ ist:}$$

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma} \quad (11)$$

Diese Gleichung gilt gleichzeitig auch für tropfbar flüssige Körper, denn bei diesen ist die Annahme, dass die Dichtigkeit während des Ausflusses unverändert bleibe, jederzeit erlaubt; Gl. (11) lässt sich dann auch sehr leicht in die Form bringen, in welcher sie in jedem Werke über Hydraulik sich findet. Wir hätten diese Gleichung auch direct aus Gl. (1) S. 60 ableiten können.

Für permanente Gase ist diese Gl. (11) ebenfalls schon vielseitig in Anwendung gekommen, man darf aber dabei nicht übersehen, unter welchen Voraussetzungen sie entwickelt wurde, dass nämlich die Dichtigkeit des Gases während des Ausflusses constant bleibt. Diese Bedingung wird aber nur erfüllt, wenn die Temperatur innerhalb des Ausflussgefässes und in der Mündungsebene verschieden ist und zwar müssen die Temperaturwerthe T_1 und T_2 beziehungsweise den Gleichungen

$$\frac{p_1}{\gamma} = RT_1 \text{ und } \frac{p_2}{\gamma} = RT_2 \quad (12)$$

genügen, welche Gleichungen unmittelbar aus Gl. (7) folgen, wenn man dort v durch γ ersetzt. Andererseits macht man aber, wenn die Gleichung (11) bei Gasen verwendet wird, stillschweigend auch noch die Voraussetzung, dass jeder Gewichtseinheit Gas während des Ausflusses eine ganz bestimmte Wärmemenge in bestimmter Weise zugeführt wird.

Aus Gl. (4) folgt durch Substitution des Werthes von dU nach Gl. (8)

$$dQ = c_1 dT + A p dv. \quad (13)$$

Im vorliegenden Fall ist aber γ also auch v constant, daher $dv=0$ und sonach ist

$$dQ = c_1 dT$$

oder die ganze Wärmemenge die jeder Gewichtseinheit Gas zugeführt werden muss

$$Q = c_1 (T_2 - T_1)$$

Aus den Gleichungen (12) folgt aber $T_2 < T_1$, daher fällt

Q negativ aus, es müsste sonach während des Ausflusses dem Gase pro Gewichtseinheit die Wärmemenge $c_1 (T_1 - T_2)$ entzogen werden, welche Wärmemenge sich unter Benutzung der Gl. (12) und (11) auch darstellt, wie folgt:

$$Q = \frac{c_1}{R} \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{c_1}{R} \frac{w^2}{2g}.$$

Die Art der Wärmeentziehung bestimmt sich durch die Gleichung

$$dQ = \frac{c_1}{R} \frac{dp}{\gamma}.$$

Im Allgemeinen werden beim Ausflusse von Gasen die vorstehenden Bedingungen nicht erfüllt werden, doch kann man Gl. (11) wohl näherungsweise immer dann verwenden, wenn die Druck- und Temperaturdifferenzen gering sind. Wir werden unten auf den hier behandelten Fall zurückkommen; es mag hier nur noch hervorgehoben werden, dass bei constant bleibender Dichtigkeit in der früher erklärten graphischen Darstellung (Holzst. Fig. 12 S. 64) die Curve DNE in die Gerade DJ übergeht und hier sonach die Fläche des Rechteckes $HJDC$ den Werth von $\frac{w^2}{2g}$ repräsentirt.

b) Ausfluss bei constanter Temperatur.

Setzt man voraus, dass durch Wärmezuführung von aussen, das Gas während seines Hinströmens nach der Mündung auf constanter Temperatur erhalten wird, so ist $dT = 0$ und die Gl. (10) ergibt unmittelbar durch Integration:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{Q}{A}. \quad (14)$$

Dabei bedeutet Q die Wärmemenge, die der Gewichtseinheit Gas zugeführt werden muss, damit die Temperatur unverändert bleibe,

$\frac{Q}{A}$ drückt die Arbeit aus, die dieser Wärmemenge entspricht und

daher ist aus vorstehender Gleichung zu schliessen, dass im vorliegenden Falle die ganze während des Ausflusses zugeführte Wärmemenge zur Erzeugung der Geschwindigkeit w verwendet wird.

Wegen $dT = 0$ ergibt ferner Gl. (13)

$$dQ = A p dv$$

oder weil $p v = RT$ und hiernach

$$p dv + v dp = 0, \text{ auch:}$$

$$dQ = ART \cdot \frac{dv}{v} = -ART \frac{dp}{p}$$

Diese Gleichung ergibt das Gesetz der Wärmezuführung, d. h. die Art, wie der Werth dQ sich mit dp oder dv ändert.

Integriert man die letzte Formel, so folgt

$$Q = ART \log n \frac{p_1}{p_2}$$

und diesen Werth in Gl. (14) substituirt, ergibt als Formel für die Ausflussgeschwindigkeit

$$\frac{w^2}{2g} = RT \log n \frac{p_1}{p_2}. \quad (15)$$

eine Gleichung, die längst bekannt ist und bis jetzt in der Praxis am häufigsten in Anwendung gekommen ist. Gewöhnlich ersetzt

man den Werth RT durch $\frac{p_1}{\gamma}$ (Gl. 7) und schreibt daher

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1}{\gamma} \log n \frac{p_1}{p_2}$$

wobei γ die Dichtigkeit der Luft im Innern des Gefässes ist.

Es ist aber wohl zu beachten, dass bei Anwendung vorstehender Formel stillschweigend die Voraussetzung gemacht wird, dass dem Gase während des Ausflusses die oben gegebene Wärmemenge zugeführt wird; eine Voraussetzung, die wohl nie erfüllt wird. Man muss der Natur der Sache nach annehmen, dass in den gewöhnlichen praktischen Fällen die einfachere Formel (11) mehr Vertrauen verdient, als Formel (15).

c) Ausfluss ohne Zu- und Abführung von Wärme.

Der Fall, dass während des Ausflusses von Gasarten weder Wärme zu- noch abgeführt wird, ist ohnstreitig der wichtigste, mit diesem Falle hat man es fast durchgängig in der Praxis zu thun.

Hier ist nun in der allgemeinen Gleichung (10) ohne Weiteres $dQ = 0$ und daher folgt durch Integration derselben

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{c}{A} (T_1 - T_2) \quad (16)$$

wo T_1 die absolute Temperatur im Innern des Gefässes und T_2 diejenige in der Mündung ist. Diese Gleichung ist zuerst, wenn auch nicht in dieser einfachen Form, von Weisbach*) in neuerer Zeit aufgestellt und seitdem vielfach benutzt worden.

Aus Gl. (13) folgt für $dQ = 0$

$$0 = c_1 dT + A p dv \quad (17)$$

Die Differentiation der Gleich. $p v = R T$ giebt aber:

$$p dv + v dp = R dT \text{ oder}$$

$$A p dv = A R dT - A v dp.$$

Setzt man hier noch $v = \frac{RT}{p}$ ein, und substituirt dann den Werth von $A p dv$ in Gl. (17) so folgt:

$$0 = (c_1 + AR) dT - ART \frac{dp}{p}$$

Berücksichtigt man noch Gl. (9) dann hat man:

$$(c - c_1) \frac{dp}{p} = c \frac{dT}{T}$$

und daher durch Integration, wenn man das Verhältniss der Wärmecapacitäten, nämlich $\frac{c}{c_1}$ mit α bezeichnet, welcher Werth bei atmosphärischer Luft 1,41 beträgt:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \quad (18)$$

Wird hieraus T_2 bestimmt, in Gleichung (16) substituirt und dasselbst noch

$$T_1 \text{ durch } \frac{p_1}{\gamma \cdot R}$$

*) Ingenieur- und Maschinenmechanik, 3. Aufl. 1. Bd. S. 821. Braunschweig 1855.

und A durch $\frac{c - c_1}{R}$ ersetzt,

so ergibt sich die Gleichung genau in der Form, wie sie von Weisbach aufgestellt wurde. Für den praktischen Gebrauch ist es aber unzweifelhaft bequemer, die beiden Gleichungen (16) und (18) neben einander zu verwenden.

Im vorliegenden Fall lässt sich übrigens noch leicht das Gesetz der Curve DNE ableiten, welche in Holzst. Fig. 12 S. 64 den horizontal schraffirten Raum, dessen Inhalt den Werth $\frac{w^2}{2g}$ jederzeit darstellt, begrenzt. Ist für das Volumen $OM = v$ die Temperatur T , so gilt hier nach Gl. (18) die Beziehung:

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{z-1}{z}}$$

Setzt man hierin

$$\frac{T}{T_1} = \frac{pv}{p_1 v_1},$$

so ergibt sich nach leichter Umformung die bekannte schon von Poisson gegebene Beziehung:

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v} \right)^z$$

nach welcher sich für die Figur für jeden Werth von $OM = v$ die zugehörige Ordinate der Curve nämlich $MN = p$ berechnen lässt.

Im vorher behandelten Falle wurde vorausgesetzt, es werde während des Ausflusses die Temperatur constant erhalten; dort ist sonach $pv = RT$ constant, sonach

$$pv = p_1 v_1$$

und daher berechnet sich für diesen Fall die Ordinate der Curve DNE für einen beliebigen Zwischenwerth v nach der Gleichung

$$p = \frac{p_1 v_1}{v}$$

Die Curve ist sonach eine gleichseitige Hyperbel.

Die drei Fälle, für die im Vorstehenden der Ausfluss der Gase näher betrachtet wurde, sind diejenigen, welche man auch in andern Schriften, wenn auch in ganz anderer Weise, abgehan-

delt findet. Wir könnten nun hier, nachdem wir den innern Zusammenhang der verschiedenen bis jetzt in Gebrauch gekommenen Ausflussformeln näher dargelegt und gezeigt haben, dass dieselben sämmtlich aus ein und derselben Gleichung (6) entspringen, die Untersuchungen leicht viel weiter ausdehnen; wir hätten einfach beliebig andre Annahmen über den Verlauf der Curve *DNE* in Fig. 12 zu machen, d. h. anzunehmen, nach welchem Gesetze der Druck p aus dem Werthe p_1 in den Werth p_2 übergeht, wenn während des Ausflusses das spezifische Volumen des Gases von v_1 auf v_2 zunimmt. So wäre z. B. unter der Voraussetzung, dass der Druck p gleichmässig mit einem Wachsen von v abnimmt, d. h. wenn die Curve *DNE* eine Gerade wäre, die Ausflussgeschwindigkeit w nach der Gleichung

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{(v_1 + v_2)}{2} (p_1 - p_2) \quad (19)$$

zu berechnen, welche Gleichung sich leicht ergibt, wenn man unter der gegebenen Voraussetzung den Inhalt des schraffirten Theiles der Fig. 12 bestimmt. Wir unterlassen jedoch die Ableitung weiterer Formeln, weil die vorstehenden Untersuchungen für unsere Zwecke vollkommen genügen.

Man kann nicht zweifeln, dass die Weisbach'sche Formel (16) für die gewöhnlichen praktischen Fälle und so auch für die Untersuchung, die wir in vorliegender Schrift im Auge haben, wohl die zuverlässigste ist, da nur ausnahmsweise eine Zu- oder Abführung von Wärme während des Ausfliessens von Gasen stattfindet.

Für den vorliegenden Zweck handelt es sich nur noch um die Frage, ob in der Folge nicht durchgängig statt der complicirten Weisbach'schen Formel näherungsweise die einfachere Gl. (11) in Anwendung gebracht werden darf. Bei unsern Versuchen an dem in Fig. 3, Taf. I dargestellten Apparate war der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse *C* immer nur gering, das Ausströmen oder hier das Einströmen der atmosphärischen Luft in das Gehäuse fand sonach immer unter geringer Druckdifferenz statt, die bei den vielen Versuchen nach Tab. III S. 37 nur in zwei Fällen den Werth von 150 Millimeter Quecksilbersäule überschritt und nur bei 5 Versuchen mehr als 100 Millim.

bei den meisten übrigen und wie sich zeigen wird, den entscheidenden Versuchen, aber viel weniger betrug.

Nehmen wir aber selbst für den Ueberdruck den Werth von 100 Millimeter an, so geben doch beide Formeln noch nahezu den gleichen Werth für die Geschwindigkeit w , mit welcher die Luft in den Apparat eintritt. Der mittlere Barometerstand betrug 731 Millim., die Temperatur der äussern Luft $t = 22^\circ$ Celsius, also die absolute Temperatur $T_1 = 295$. Für die Pressungsdifferenz von 100 Millimeter ist sonach

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{631}{731} = 0,8628.$$

Daher folgt, wenn zuerst die Weisbach'sche Formel (16) in Anwendung kommt, nach Gl. (18)

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = 0,9580$$

wenn das Verhältniss κ der Wärmecapacitäten 1,41 genommen wird. Bestimmt man hieraus T_2 und setzt diesen Werth sowohl als $T_1 = 295$; $c = 0,2377$ und $A = 1/424$ in Gl. (16) nämlich

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{c}{A} (T_1 - T_2)$$

so berechnet sich $w = 156,5$ Meter.

Benutzt man hingegen die Gl. (11)

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

bei welcher die Dichtigkeit

$$\gamma = \frac{p_1}{RT_1}$$

und constant während des Ausflusses angenommen wurde, so ergibt sich

$$\frac{w^2}{2g} = RT_1 \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \right) \text{ und}$$

hieraus bei den zu Grunde gelegten Werthen

$$w = 152,4 \text{ Meter.}$$

Die Differenz zwischen den beiden berechneten Werthen von w

ist verhältnissmässig so unbedeutend, dass wir in der Folge, wo wir es bei der Untersuchung des Eintrittes der atmosphärischen Luft in unsern Apparat durchschnittlich mit meist geringern Pressungsdifferenzen zu thun haben, unbedenklich die einfachere Formel (11) in Anwendung bringen werden.

B. Ausfluss des gesättigten Wasserdampfes.

Zur Berechnung der Geschwindigkeit w , mit welcher der gesättigte Wasserdampf durch eine Mündung aus einem weiten Gefässe, z. B. aus Dampfkesseln ausströmt, haben die meisten Schriftsteller bis jetzt die Formel (15) in Anwendung gebracht, die bei Gasen verwendet wurde; man nahm also an, der Dampf verhalte sich wie ein permanentes Gas und während des Ausflusses ändere sich seine Temperatur nicht. Die letztere Annahme ist nun gerade bei Dämpfen ohne allen Zweifel unstatthaft und daher lässt sich erwarten, dass besonders bei grossen Pressungsdifferenzen die Resultate, welche die Formel für die Ausflussgeschwindigkeit ergiebt, beträchtlich von der Wirklichkeit abweichen werden. Auf besserer Basis beruht eine Formel, welche Redtenbacher*) angegeben hat; bei der Entwicklung derselben wird stillschweigend die Voraussetzung gemacht, während des Ausflusses bleibe der Dampf gesättigt, es schlage sich aber auch kein Dampf nieder und die Dichtigkeit γ dürfe nach der von Navier gegebenen empirischen Formel berechnet werden. Redtenbacher setzt daher

$$\gamma = \alpha + \beta p$$

wobei α und β Grössen sind, die wenigstens innerhalb gewisser Spannungsgrenzen als constant angesehen werden können.

Setzen wir den gegebenen Werth von γ in unsere Gl. (1) S. 60 so folgt

$$\frac{w dw}{g} = - \frac{dp}{\alpha + \beta p}$$

und hieraus durch Integration unter den bisher gemachten Annahmen und nach einfacher Umformung die Redtenbacher'sche Gleichung

*) Gesetze des Locomotivbaues. Mannheim 1855. S. 34.

$$w = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log n \cdot \frac{\alpha + \beta p_1}{\alpha + \beta p_2}}. \quad (20)$$

Zu einem zuverlässigern Resultate gelangt man aber jedenfalls, wenn man die Ausflussgeschwindigkeit des gesättigten Dampfes genau unter denselben Voraussetzungen berechnet, wie es von Weisbach zuerst für permanente Gase geschehen ist, indem man nämlich annimmt, dass während des Ausflusses dem Dampfe von aussen weder Wärme zu- noch abgeführt wird.

Setzen wir sonach in unsere Fundamentalgleichung (6), die für jede Art des Ausflusses und für jede Flüssigkeit gilt: $dQ = 0$, so ergibt sich allgemein:

$$\frac{d(w^2)}{2g} = - d(pv) - \frac{dU}{A} \quad (21)$$

Denken wir uns nun in einem beliebigen Momente, während der Bewegung nach der Ebene der Ausmündung hin, sei der Druck p und die Gewichtseinheit Flüssigkeitsmasse bestehe aus m Kilogr. Dampf und μ Kilogr. Wasser, so ist $m + \mu = 1$ und wenn überdies das spezifische Volumen des Dampfes bei der angegebenen Spannung und zugehörigen Temperatur s ist, das Volumen des Wassers σ , so ist das spezifische Volumen der Mischung

$$v = ms + \mu\sigma = m(s - \sigma) + \sigma$$

oder wenn der Kürze wegen $s - \sigma = u$ gesetzt und der Werth σ als sehr klein vernachlässigt wird, was übrigens jederzeit erlaubt ist, so folgt:

$$v = mu$$

und hiernach das entsprechende Glied der Gl. (21)

$$d(pv) = d(mpu) \quad (22)$$

Im Weiteren kommt es nun darauf an, die Veränderung dU der innern Wärme der Flüssigkeitsmischung an der betreffenden Stelle auf andre Weise darzustellen. Zu diesem Zwecke ist es erforderlich auf die Grundlehren der mechanischen Wärmetheorie zurückzugehen.

Man stelle sich vor, in einem Cylinder mit beweglichen Kolben befinde sich die Gewichtseinheit Wasser von 0° Celsius unter einem Drucke p , der gleich ist dem Drucke, welcher dem gesät-

tigten Wasserdampfe von der Temperatur t entspricht. Um dieses Wasser auf die Temperatur t zu erwärmen, bedarf es einer Wärmemenge

$$W = \int_0^t c dt \quad (23)$$

wenn c die specifische Wärme des Wassers darstellt, die nahezu Eins ist und nach Regnault langsam mit der Temperatur wächst. Wird nun dem Wasser fernerhin Wärme zugeführt, so beginnt die Verdampfung, die Temperatur bleibt unverändert t und der Kolben den man eben pro Quadrateinheit Querschnitt mit p belastet denkt, wird zurückgeschoben. Die Wärmemenge, die man zuzuführen hat, damit ein Kilogramm Wasser von t^0 Temperatur auf diese Weise vollständig in Dampf von t^0 verwandelt werde, sei mit r bezeichnet. Der Werth r wird gewöhnlich mit dem Namen „latenter Wärme“ bezeichnet, hier mag er nach Clausius die „Verdampfungswärme“ genannt werden. Die Wärmemenge r theilt sich nun während dieser Operation in zwei Theile; ein Theil wird in Arbeit verwandelt, dieser Theil lässt sich leicht bestimmen; das Volumen des Dampfes am Ende ist nach obiger Bezeichnung s , dass des Wassers anfänglich σ , daher ist die Volumenzunahme während der Verdampfung

$$s - \sigma$$

und da die Ausdehnung unter dem constanten Drucke p statt fand, die vom Dampfe bei seiner Bildung unter den vorliegenden Verhältnissen verrichtete Arbeit

$$p(s - \sigma)$$

und die dieser Arbeit entsprechende, verschwundene Wärmemenge, wenn noch wie oben $s - \sigma$ mit u bezeichnet wird:

$$Apu$$

Der andere Theil der Verdampfungswärme r ist nun offenbar im Dampfe noch enthalten; diesen Theil, den wir mit q bezeichnen, habe ich die „innere latente Wärme“ des gesättigten Dampfes genannt. Nach dem Angegebenen ist sonach

$$r = q + Apu$$

Der Werth q stellt offenbar die Wärmemenge dar, die im gesättigten Dampfe von der Temperatur t^0 Celsius mehr enthalten ist, als

in der gleichen Menge Wasser von gleicher Temperatur und ist von mir als Function der Temperatur bestimmt worden *).

Nach dem im Vorstehenden Angegebenen lässt sich nun leicht bestimmen, wie viel mehr Wärme in der Gewichtseinheit Mischung von Wasser und Dampf von der Temperatur t enthalten ist (wenn m Kilogramm der Flüssigkeitsmasse als Dampf und $1 - m$ Kilogramm als Wasser vorhanden ist), als in der Gewichtseinheit von 0° Celsius.

Die Wärmemenge im Wasser ist

$$(1 - m) W$$

und die im Dampfe

$$mW + m\varrho$$

daher die in der Mischung enthaltene Wärme:

$$W + m\varrho.$$

Die Differentiation dieses Werthes giebt die Zunahme der innern Wärme ohne Weiteres unter Berücksichtigung von Gl. (23)

$$dU = cdt + d(m\varrho)$$

Ersetzt man hier noch den Werth dt durch dT und substituirt diesen Ausdruck für dU sowohl, als den für $d(pv)$ in Gl. (22) gegebenen in Gl. (21) so folgt

$$\begin{aligned} A \frac{d(w^2)}{2g} &= - Ad(mpu) - cdT - d(m\varrho) \\ &= - cdT - d[m(\varrho + Apu)] \end{aligned}$$

Und endlich hieraus unter Berücksichtigung der, vorhin für r angegebenen Gleichung:

$$A \frac{d(w^2)}{2g} = - cdT - d(mr) \quad (24)$$

Diese Formel ist aber integrabel; ist T_1 die absolute Temperatur im Gefässe und r_1 die dieser entsprechenden Verdampfungswärme; ist ferner T_2 die Temperatur und r_2 die entsprechende Verdampfungswärme in der Ebene der Ausflussmündung; und nimmt man endlich an, im Innern des Gefässes sei m_1 und in der Ebene der Mündung m_2 die Dampfmenge in der Gewichtseinheit

*) Grundzüge etc. S. 100. S. auch meine „Beiträge zur Theorie der Dämpfe“ in Poggendorff's Annalen B. 110. S. 371.

Flüssigkeitsmischung, welche zum Ausfluss gelangt, so folgt nun durch Integration der letzten Gleichung

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{1}{A} [c(T_1 - T_2) + m_1 r_1 - m_2 r_2]. \quad (25)$$

Für die gewöhnlichen Fälle kann man auf der rechten Seite dieser Gleichung alle Werthe als bekannt ansehen mit Ausnahme des Werthes m_2 . Dieser Werth m_2 bestimmt sich aus der Bedingung $dQ = 0$ nach einer Gleichung, die zuerst von Clausius gegeben wurde*), auf deren Ableitung wir an diesem Orte aber verzichten müssen. Die Gleichung lautet

$$\frac{m_2 r_2}{T_2} = \frac{m_1 r_1}{T_1} + c \log n \frac{T_1}{T_2} \quad (26)$$

Diese Gleichung löst nun im Verein mit Gl. (25) das vorliegende Problem vollständig und führt zu dem merkwürdigen Resultate: dass während des Ausflusses eine Veränderung der Dampfmenge eintritt und zwar ergiebt für die gewöhnlichen Fälle die Gl. (26) für m_2 einen Werth der kleiner ist, als m_1 ; man muss daraus schliessen, dass auf dem Wege nach der Dampföffnung hin, eine theilweise Condensation stattfindet. Unmittelbar in der Mündungsebene ist daher der Dampf jederzeit gesättigt, wenn sich im Ausflussgefässe selbst gesättigter Dampf befindet.

Bestimmt man noch den Werth $m_2 r_2$ aus Gl. (26) und substituirt ihn in Gl. (25), so folgt nach einfacher Reduction:

$$\frac{w_2}{2g} = \frac{1}{A} \left\{ \left(c + \frac{m_1 r_1}{T_1} \right) (T_1 - T_2) - c T_2 \log n \frac{T_1}{T_2} \right\} \quad (27)$$

eine Gleichung, die eine directe Berechnung der Ausflussgeschwindigkeit w zulässt. Gewöhnlich wird man im Ausflussgefässe reinen Dampf ohne Beimischung von Wasser annehmen können, dann ist einfach $m_1 = 1$; fernerhin ist c die spezifische Wärme des Wassers, für die man bei Dampfspannungen, wie sie gewöhnlich bei Dampfkesseln auftreten, den Mittelwerth $c = 1,0224$, bei Dampfspannungen aber, die nicht sehr von 1 Atmosphäre Spannung verschieden sind $c = 1,013$ setzen kann. Die Verdampfungswärme r_1 berechnet sich nach der Näherungsformel von Clausius

$$r_1 = 607 - 0,708 t_1 = 800,28 - 0,708 T_1$$

*) Poggendorff's Annalen. B. 97. S. 460. — Grundzüge etc. S. 114.

Die Temperaturen T_1 und T_2 endlich sind nach Regnault für jede Dampfspannung, die im Innern des Gefässes und vor der Mündung herrscht, bekannt.

Für den praktischen Gebrauch ist Gl. (27) nun freilich nicht sehr bequem, sie lässt sich bei geringen Pressungsdifferenzen aber mit grosser Genauigkeit durch eine Näherungsformel ersetzen. Das letzte Glied der rechten Seite lässt sich nämlich schreiben

$$c T_2 \log n \frac{T_1}{T_2} = c T_2 \log n \left(1 + \frac{T_1 - T_2}{T_2} \right)$$

Entwickelt man den Logarithmus in eine Reihe und benutzt, weil der Bruch

$$\frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

dann sehr klein ist, nur das erste Glied der Reihe, so findet sich

$$\log n \left(1 + \frac{T_1 - T_2}{T_2} \right) = \frac{T_1 - T_2}{T_2}$$

und die Substitution giebt daher:

$$c T_2 \log n \frac{T_1}{T_2} = c (T_1 - T_2)$$

dieser Werth in Gl. (27) benutzt, führt nun ohne Weiteres auf eine merkwürdig einfache Formel für die Ausflussgeschwindigkeit; man erhält nämlich

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m_1 r_1}{A T_1} (T_1 - T_2) \quad (28)$$

in welcher Formel auch noch $m_1 = 1$ gesetzt wird, da man im Ausflussgefäss gewöhnlich reinen gesättigten Dampf ohne Beimischung von Wasser voraussetzen kann.

Macht man die gleiche Substitution auch in Gl. (26) so findet sich das Gewicht m_2 der Dampfmenge, die sich in der Mündungsebene, bezogen auf die Gewichtseinheit Mischung befindet, aus der Gleichung (26) für geringe Druckdifferenz:

$$m_2 r_2 = \frac{T_2}{T_1} m_1 r_1 + c (T_1 - T_2) \quad (28'')$$

Es fragt sich jetzt noch nach der Dampfmenge, die durch die Dampföffnung, deren Querschnitt F sein mag, in der Sekunde ausströmt.

Es wurde schon oben hervorgehoben, dass das Volumen der Gewichtseinheit Mischung von Wasser und Dampf sich

$$v = mu$$

setzen lässt, wobei angenommen wird, dass in der Mischung sich m Kilogr. Dampf und $1 - m$ Kilogramm Wasser befinden, und wobei

$$s - \sigma = u$$

gesetzt wurde, unter s das Volumen der Gewichtseinheit Dampf und σ das der Gewichtseinheit Wasser bei der entsprechenden Temperatur verstanden. Der Verfasser hat bei einer andern Gelegenheit gezeigt, dass sich der Werth u mit grosser Genauigkeit nach der empirischen Formel:

$$Apu = B \log n \frac{T}{n} \quad (29)$$

berechnen lässt*), in welcher B und n constante Grössen sind und zwar lässt sich setzen:

$$B = 30,456 \text{ und } n = 100$$

Ist nun u_2 der der Temperatur T_2 und u_1 der der Temperatur T_1 entsprechende Werth von u ; so ist das Volumen der Gewichtseinheit Mischung von Dampf und Wasser in der Ebene der Dampf mündung

$$m_2 u_2$$

hingegen das Volumen der Gewichtseinheit Mischung im Ausflussgefäss

$$m_1 u_1$$

Ist ferner q das Gewicht der Dampf- und Wassermasse, welches pro Secunde die Mündung verlässt, so ist das Volumen derselben offenbar $qm_2 u_2$; dieses Volumen bestimmt sich aber auch durch Fw und daher erhält man durch Gleichsetzen das Gewicht q der Dampf- und Wassermischung, das pro Secunde durch die Mündung ausströmt

$$q = \frac{Fw}{m_2 u_2} \quad (30)$$

*) Grundzüge etc. S. 88. Die Tabellen II und III der citirten Schrift enthalten die Werthe von u für verschiedene Temperaturen. Eine neue vollständige Tabelle für gesättigte Wasserdämpfe findet sich in der Schweiz. polyt. Zeitschrift. B. VIII. S. 1.

Das Volumen dieser Mischung im Innern des Ausflussgefässes, also bei innerm Drucke gemessen, welches mit V bezeichnet werden mag, ist hingegen:

$$V = q m_1 u_1$$

oder die Gleichung (30) benutzt:

$$V = \frac{m_1 u_1}{m_2 u_2} \cdot F w \quad (31)$$

Hiermit ist denn nun das Gesetz des Ausflusses gesättigter Dämpfe vollständig dargelegt und die Frage in voller Allgemeinheit beantwortet; es bleibt nur noch übrig, an einem Beispiele die Anwendbarkeit der entwickelten Formeln nachzuweisen. Zu diesem Zwecke mag ein Beispiel gewählt werden, das in näherer Beziehung zu den Entwicklungen steht, mit denen wir es in der Folge zu thun haben werden.

Es soll durch eine Mündung vom Querschnitte F der Dampf aus einem weiten Dampfbehälter unmittelbar in die freie Luft strömen. Der Druck vor der Mündung sei also gerade eine Atmosphäre, also $p_2 = 10334$ Kilogramm pro Quadratmeter; die Temperatur des Dampfes, der wie nachgewiesen wurde, in der Mündungsebene gesättigt ist, ist daher nach Celsius $t_2 = 100^\circ$ also die absolute Temperatur $T_2 = 273 + 100 = 373$. Die entsprechende Verdampfungswärme ist nach der oben angeführten Formel:

$$r_2 = 607 - 0,708 t_1 = 536,20$$

und der Werth von u_2 bestimmt sich nach Gl. (29)

$$u_2 = 1,6449$$

Es sind nun nach Angabe der oben gegebenen Gleichungen die wichtigsten Grössen, auf die es beim Ausflusse des Dampfes ankommt und die den Rechnungen zu Grunde gelegten Zahlenwerthe in folgender Tabelle zusammen gestellt, und zwar für verschiedene im Ausflussgefässe angenommene Pressungen von $1\frac{1}{4}$ bis 3 Atmosphären oder $\frac{1}{4}$ bis 2 Atmosphären Ueberdruck. Für die spezifische Wärme des Wassers wurde der Werth $c = 1,013$ in Anwendung gebracht und überdies $m_1 = 1$ angenommen, d. h. vorausgesetzt, dass im Ausflussgefässe selbst reiner gesättigter Dampf, ohne Beimischung von Wasser befindlich sei.

Tabelle VI.

Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck.

	1/4	1/2	3/4	1	1 1/4	1 1/2	1 3/4	2
1) Temperatur t_1 ° C nach Regnault. . . .	106,35	111,74	116,43	120,60	124,36	127,80	130,97	133,91
2) Absolute Temperatur $T_1 = 273 + t_1$. . .	379,35	384,74	389,43	393,60	397,36	400,80	403,97	406,91
3) Verdampfungswärme $r_1 = 607 - 0,708 t_1$. . .	531,70	527,89	524,57	521,61	518,95	516,82	514,27	512,19
4) Werthe von u_1 nach Gl. (29)	1,3328	1,1224	0,9708	0,8560	0,7662	0,6939	0,6344	0,5846
5) Werthe $m_2 r_2$ nach Gl. (26)	529,20	523,49	518,73	514,63	511,05	507,86	505,00	502,40
6) Dampfmenge pr. Gewichtseinheit $\left. \vphantom{\begin{matrix} \\ \end{matrix}} \right\} m_2$ Kilgr. in der Ebene der Mündung	0,9869	0,9763	0,9674	0,9598	0,9531	0,9471	0,9418	0,9369
7) Wassermenge desgl. 1 — m_2 Kilogr. . . .	0,0131	0,0237	0,0326	0,0402	0,0469	0,0529	0,0582	0,0631
8) Werthe von $A \frac{w^2}{2g}$ (Gl. 25)	8,939	16,287	22,483	27,848	32,579	36,821	40,645	44,146
9) Ausflussgeschwindigkeit w in Metern . . .	272,69	368,09	432,47	481,31	520,59	553,45	581,48	606,00
10) Ausflussmenge in Kilogramm. pro Secunde (T in Quadratmetern)	167,975 F	229,211 F	271,771 F	304,876 F	332,072 F	355,254 F	375,342 F	393,200 F
11) Ausflussmenge in Cubikmetern bei in nrm Drucke	223,877 F	257,266 F	263,835 F	260,974 F	254,433 F	246,511 F	238,117 F	229,865 F
Nach der Näherungsformel (28):								
12) Werthe von $A \frac{w^2}{2g} = T_1 (T_1 - T_2)$. . .	8,900	16,108	22,131	27,300	31,814	35,826	39,426	42,683
13) Ausflussgeschwindigkeit w in Metern . .	272,10	366,06	429,07	476,56	514,44	545,92	572,69	595,88
14) Differenzen der Werthe von Zeile 9 u. 13 . .	0,59	2,03	3,40	4,75	6,15	7,53	8,79	10,12
15) Relative Abweichung in Procenten . . .	0,22%	0,55%	0,79%	0,99%	1,18%	1,36%	1,51%	1,67%
Nach Redtenbacher's Formel (20):								
16) Werthe von $A \frac{w^2}{2g}$	8,935	16,313	22,825	28,584	33,746	38,423	42,700	46,638
17) Ausflussgeschwindigkeit w in Metern . .	272,63	368,38	434,74	487,63	529,84	565,36	596,00	622,87
Nach der gebräuchlichen Formel (15) Seite 86:								
18) Ausflussgeschwindigkeit w in Metern . .	279,46	379,37	448,40	501,70	545,24	582,08	614,03	642,20

Die vorstehende Tabelle gewährt einen vollständigen Einblick in die Sache. Die Werthe der Zeilen 6 bis 11, welche unter Zugrundelegung der oben gegebenen, genauen Formeln berechnet wurden, geben zunächst zu folgenden Betrachtungen Anlass.

Wenn reiner gesättigter Dampf in die freie Luft ausströmt, so findet bis zur Ebene der Mündung hin eine theilweise Condensation statt und zwar zeigen die beiden Zeilen 6 und 7, dass sich um so mehr Dampf niederschlägt, je höher der Druck des Dampfes im Ausflussgefässe ist. Nach Zeile 7 ist zwar die Wassermenge, die sich in der Gewichtseinheit Mischung im Augenblicke des Verlassens der Mündung befindet, jederzeit sehr gering (dem Gewichte nach); es ist aber leicht zu übersehen, dass doch diese theilweise Condensation von grossem Einfluss auf die Ausflussgeschwindigkeit sein muss, denn käme eine solche Condensation nicht vor, träte also das beigemischte Wasser in Dampfform aus, so würde sich für dieselbe Mündung unter gleichen Umständen für das Dampf-volumen, das in der Zeiteinheit die Mündung verlässt, ein grösserer Werth ergeben, bei gleichem Mündungsquerschnitte sich sonach eine grössere Ausflussgeschwindigkeit herausstellen.

Die Zeile (8) giebt ferner nach Gl. (25) berechnet, die Arbeit, welche der Gewichtseinheit Wasser und Dampf im Augenblicke des Ausflusses innewohnt; die Arbeit ist aber ausgedrückt in Wärmeeinheiten; die Arbeit in Meterkilogrammen ergiebt sich, wenn man die Werthe der 8. Zeile mit A dividirt, d. h. mit dem Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit $\frac{1}{A} = 424$ multiplicirt.

Aus diesen Werthen berechnete sich dann die Ausflussgeschwindigkeit, wie sie Zeile (9) angiebt, für verschiedene Dampfspannungen.

Die Ausflussmenge pro Secunde in Kilogramm oder in Cubikmetern bei innerm Drucke gemessen ist in Zeile 10 und 11 bemerkt, nach Formel (30) und (31) berechnet. F ist dabei der Mündungsquerschnitt in Quadratmetern ausgedrückt. Denkt man sich, um eine Anwendung der gegebenen Werthe zu machen, z. B. eine Mündung von 3 Centimeter Durchmesser, nach innen gut abgerundet, damit die Widerstände ausser Acht gelassen werden können; so bestimmt sich der Mündungsquerschnitt $F = 0,000\ 7068$ Quadratmeter, hiernach wird nach Zeile (10) bei einer Dampfspannung von

2 Atmosphären Ueberdruck in der Secunde eine Dampf- und Wassermenge ausströmen von $q = 393,2$. $F = 0,2779$ Kilogramm.

Das entsprechende Dampfvolumen bei innerer Pressung genommen, ist nach Zeile 11

$$V = 229,865 \quad F = 0,16248 \text{ Cubikmeter.}$$

In der Ebene der Mündung erscheinen der in der Secunde ausströmenden Flüssigkeit nach Zeile (7)

$$0,0631 \cdot q = 0,0175 \text{ Kilogramm}$$

Wasser beigemischt.

Die Zeilen 12 bis 15 sind nach unserer einfachen Näherungsformel (28) berechnet, man ersieht aus dem Vergleiche mit den genauern Werthen, dass diese Formel innerhalb ziemlich weiter Grenzen verwendet werden kann. Ist eine Tabelle zur Hand, welche die Beziehung zwischen Druck und Temperatur für gesättigten Wasserdampf giebt, so ist die Formel für den praktischen Gebrauch äusserst bequem.

Um ferner Vergleiche mit den Resultaten zu erleichtern, welche für dieselben Voraussetzungen sowohl die Redtenbacher'sche Formel (20) als auch die Gleichung (15) S. 71 giebt, welche voraussetzt, der Dampf verhalte sich, wie ein permanentes Gas und ändere beim Hinströmen gegen die Ebene der Ausflussmündung seine Temperatur nicht, sind endlich noch die Zeilen 16 bis 18 der Tabelle VI berechnet worden.

Bei Benutzung der Gl. (20)

$$w = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log n \frac{a + p_1}{a + p_2}}$$

wurde nach Redtenbacher's Angaben

$$\beta = 0,000 \, 04713 \text{ und } a = \frac{\alpha}{\beta} = 3017$$

substituirt, während bei Verwendung der Formel (15) S. 71.

$$w = \sqrt{2gRT_1 \log n \frac{p_1}{p_2}}$$

der Werth $R = 47,023$ (entsprechend den Wasserdämpfen nach der frühern Anschauungsweise) angenommen wurde*).

*) Grundzüge etc. S. 91.

Man ersieht nun aus der Tabelle, dass die Redtenbacher'sche Formel bei geringem Ueberdrucke vortrefflich mit den genauen Werthen von Zeile (8) und (9) übereinstimmt; bis zu einer Atmosphäre Ueberdruck kann die Formel jederzeit in Anwendung gebracht werden, von dieser Grenze an wachsen dann aber die Abweichungen schnell mit dem Drucke; es hat das eben seinen Grund darin, dass Redtenbacher, gerade wie es Pambour bei Bestimmung der Expansionsarbeit des Dampfes bei Dampfmaschinen gethan hat, voraussetzt, es bleibe der Dampf fortwährend gesättigt und es schlage sich kein Dampf nieder. Unsere obigen Untersuchungen zeigen in gleicher Weise, wie die Betrachtungen von Clausius und Rankine*) über die Expansion des Dampfes im Dampfzylinder, dass in beiden Fällen der erste Satz der Pambour'schen und Redtenbacher'schen Annahme „der Dampf bleibe gesättigt“ richtig ist, der andere Theil aber „dass sich kein Dampf niederschlage“ durch die mechanische Wärmetheorie nicht bestätigt wird. Meine beiden oben entwickelten Ausflussformeln sind übrigens weit allgemeiner, als die Redtenbacher'sche, welche letztere ausdrücklich reinen gesättigten Dampf, ohne Beimischung von Wasser, voraussetzt, während die genannten Gleichungen allgemein für Mischungen von Dampf und Wasser gelten.

Aus der letzten Zeile (18) der Tabelle VI erkennt man endlich, dass die Formel (15), die man bisher fast durchgängig in Gebrauch genommen hat, zu sehr beträchtlichen Abweichungen führt. Es liess sich schon ohne alle weitere Rechnung voraussehen, dass diese Formel viel zu grosse Werthe für die Ausflussgeschwindigkeit ergeben müsse, weil bei ihrer Ableitung vorausgesetzt wird, die Temperatur ändere sich nicht, der Dampf gehe also in stark überhitzten Zustand über, demnach mit beträchtlich grösserm spezifischen Volumen durch die Mündung hindurch. Die Formel (15) sollte man für Dämpfe nie in Anwendung bringen.

Wir dürfen zum Schlusse unserer Untersuchungen über den Ausfluss der Dämpfe nicht unerwähnt lassen, dass Grashof die Fragen zuerst in rationeller Weise behandelt hat und zwar in seinem Referate über des Verfassers Schrift „Grundzüge der mecha-

*) Grundzüge etc. S. 110.

nischen Wärmetheorie“ in der „Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure“ Band IV. 1860, S. 95.

Grashof hat daselbst die Ausflussgeschwindigkeit des Dampfes unter den gleichen Voraussetzungen, wie es oben geschah, zu berechnen gelehrt und selbst eine Tabelle, ähnlich unserer Tabelle VI zusammengestellt. Eine eigentliche Ausflussformel giebt aber Grashof nicht, sagt vielmehr (S. 106 a. a. O.), es lasse sich für die Ausflussgeschwindigkeit und Ausflussmenge eine brauchbare allgemeine Formel nicht darstellen, welcher Ausspruch durch die obigen Entwicklungen widerlegt wird. Grashof gelangt auf Umwegen zu den Werthen der Ausflussgeschwindigkeit für die in seiner Tabelle angenommenen speziellen Fälle, indem er in der, auch von uns zu Grunde gelegten Gl. (3) S. 61 das Glied:

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv$$

nach einer von mir in den „Grundzügen etc.“ gegebenen, von ihm aber etwas corrigirten empirischen Formel berechnet. Uebrigens wird Grashof auf die Untersuchung durch ein Problem*) geführt, über das hier noch einige Bemerkungen folgen müssen. Joule machte zuerst darauf aufmerksam, dass man unbedenklich die Hand in einen aus einer Mündung tretenden Dampfstrahl halten könne, ohne, selbst wenn der Dampf unter sehr hohem Drucke ausströmt, also im Gefässe eine hohe Temperatur herrscht, ein Verbrühen der Hand befürchten zu müssen. Von Clausius**) und später in andrer Art von mir in der unten citirten Schrift ist nun gezeigt worden, dass die mechanische Wärmetheorie diese Erscheinung leicht erklärt. Der Dampf befindet sich nämlich, wie sich beweisen lässt, ausserhalb der Mündung im überhitzten Zustande, und sucht sonach allen in der Nähe befindlichen Körpern Feuchtigkeit zu entziehen, um sich zu sättigen.

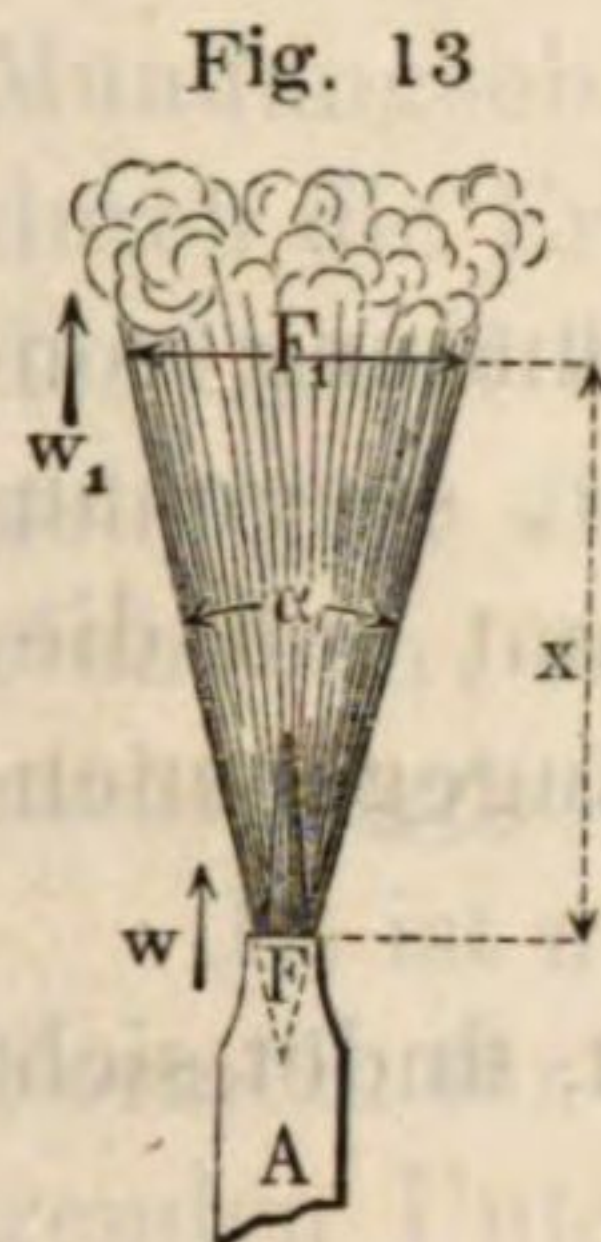
Diese Erklärung scheint nun aber mit den Resultaten der obigen Untersuchungen in Widerspruch zu stehen, nach denen sich ergab, dass der Dampf in der Ebene der Mündung nicht blos

*) Grundzüge etc. Problem III. S. 127 und 132.

**) Poggendorff's Annalen B. 82. S. 263.

gesättigt ist, sondern, dass er selbst jederzeit eine gewisse Quantität Wasser mechanisch beigemengt enthält. Der Widerspruch löst sich aber sofort durch die Erklärung, dass ausserhalb der Mündung, das beigemengte Wasser schnell verdampft und in Folge dessen in verhältnissmässig geringer Entfernung vor der Mündung der Dampf schon in den überhitzten Zustand übergegangen sein kann. Die Sache lässt sich leicht durch Rechnung näher untersuchen.

In der Mündung, deren Querschnitt wieder mit F bezeichnet werden mag, enthält die Gewichtseinheit Mischung von Dampf und Wasser der frühern Bezeichnung gemäss m_2 Kilogr. Dampf; durch die Mündungsebene geht die Masse mit der Geschwindigkeit w hindurch, ausserhalb der Mündung aber breitet sich der Strahl aus und bildet bis auf eine gewisse Entfernung hin, fast genau einen Kegel.



In der Entfernung x vor der Mündung (Holzst. Fig. 13) sei der Querschnitt des Strahles F_1 und die Geschwindigkeit daselbst w_1 ; so lange auf dem Wege dahin noch Wasser beigemischt ist, ist auch, weil der Druck ringsum zu einer Atmosphäre angenommen werden kann, die Temperatur unveränderlich und in der allgemeinen Gleichung (24), die wir für die Bewegung des Dampfes aufgestellt haben (S. 79) nämlich

$$Ad \left(\frac{w^2}{2g} \right) = -cdT - d(mr)$$

ist, wegen der Unveränderlichkeit von T auch $r = r_2$ constant und $dT = 0$; sonach:

$$Ad \left(\frac{w^2}{2g} \right) = -r_2 dm$$

und daraus folgt durch Integration, wenn man annimmt, im Querschnitte F_1 , der um x von der Mündung abliegt, sei soeben alles beigemengte Wasser in Dampf übergegangen, es sei also hier $m = 1$:

$$A \frac{w^2 - w_1^2}{2g} = r_2 (1 - m_2)$$

Aus dieser Gleichung bestimmt sich, weil nach Früherem w und m_2 , sowie r_2 bekannt ist (letzteres ist die dem Atmosphärendrucke oder der Temperatur von 100° entsprechende Verdampfungswärme) die Geschwindigkeit w_1 und dann folgt wiederum aus der Gleichung

$$F_1 w_1 = F w$$

der Querschnitt F_1 des Strahles an der Stelle, an welcher eben der Dampf noch gesättigt, aber kein mechanisch beigemengtes Wasser mehr vorhanden ist.

Denkt man sich eine kreisförmige Mündung vom Durchmesser d und ist α der Winkel an der Spitze des Kegels, so lässt sich leicht die Entfernung x ableiten, in welcher der Stahlquerschnitt von F auf F_1 zugenommen hat; man findet

$$x = \left(\sqrt{\frac{F_1}{F}} - 1 \right) \frac{d}{2 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \alpha}.$$

Bei meinen Versuchen habe ich bei der Dampfsmündung von $d = 10$ Millim. Durchmesser den Convergenzwinkel α , so genau es durch Strahlmessung möglich war, wirklich bestimmt und die in der 3. Zeile der folgenden Zusammenstellung angegebenen Werthe erhalten.

Unter den Verhältnissen, unter denen Tab. VI gilt, findet sich durch Anwendung vorstehender Formeln Folgendes:

Tabelle VII.

	Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck.		
	$\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$
$A \frac{w_1^2}{2g} = A \cdot \frac{w^2}{2g} - (1 - m_2) r_2 \dots$	3,58	6,28	9,44
$\frac{F_1}{F} = \frac{w}{w_1} \dots$	2,133	2,105	2,083
Convergenzwinkel $\alpha \dots$	$24^\circ 4'$	$21^\circ 36'$	$20^\circ 24'$
$x = \left(\sqrt{\frac{F_1}{F}} - 1 \right) \frac{d}{2 \operatorname{tg} \frac{1}{2} \alpha} \dots$	$1,078 d$	$1,181 d$	$1,230 d$

Obgleich die vorstehende Rechnung im Allgemeinen nur eine angenäherte ist, so geht doch aus den Resultaten derselben, welche die letzte Zeile vorliegender Tabelle enthält, hervor, dass vor der Mündung eine sehr schnelle Verdampfung desjenigen Wassers stattfindet, welches in der Mündungsebene dem Dampfe beigemischt ist und sich während des Hinströmens nach der Mündung gebildet hat. Bei einer Mündung von $d = 10$ Millimeter Durchmesser ist bei den angenommenen Dampfspannungen in der Entfernung von ungefähr 12 Millimeter ausserhalb der Mündung schon reiner gesättigter Dampf vorhanden, weiterhin ist dann der Dampf überhitzt.

Bei grossen Mündungen scheint der Convergenzwinkel α grösser zu werden, so dass bei solchen die Stelle, von welcher an der Dampf überhitzt ist, verhältnissmässig noch näher gegen die Mündungsebene liegt. Im Allgemeinen habe ich das Angegebene durch die Erfahrung bestätigt gefunden; man konnte selbst, wenn der Dampf unter dem höchsten Drucke im Kessel zum Ausflusse gelangte, die Hand ganz wohl im Dampfstrahle an jeder Stelle einhalten, nur in der unmittelbarsten Nähe der Mündung war das nicht möglich.

Es ist nun noch die Frage zu erörtern, welche der gegebenen Formeln für die Ausflussgeschwindigkeit des Dampfes bei den folgenden Untersuchungen angewendet werden soll. Ein näherer Einblick in die Entwicklungen des folgenden Capitels wird in Betreff dieser Frage aber sofort zu der Ueberzeugung führen, dass bei den sehr complicirten Vorgängen, mit denen wir es später zu thun haben, selbst nicht einmal die angegebenen Näherungsformeln den Untersuchungen zu Grunde gelegt werden können, weil man selbst dann noch auf mathematische Ausdrücke geführt wird, die für den praktischen Gebrauch und für das nähere Studium der Vorgänge durchaus nicht zu verwerthen sind.

Bei unsern Versuchen sowohl, als in allen den Fällen der Praxis, in denen man es mit der Zugerzeugung durch Dampfstrahlen zu thun hat, strömt der Dampf in einen Raum aus, in welchem nahezu atmosphärische Pressung stattfindet, es genügt sonach für unsere weitem Betrachtungen vollkommen, eine Näherungsformel für die Ausflussgeschwindigkeit des Dampfes aufzustellen, die nur für den Fall zu brauchbaren, nahezu richtigen Resultaten führt, dass das Dampfausströmen in die freie Atmosphäre oder in einen

Raum stattfindet, in welchem der Druck nur wenig von der atmosphärischen Pressung abweicht. Eine solche Näherungsformel, die also nur unter den angegebenen Voraussetzungen verwendet werden soll, lässt sich aber ohne Weiteres hinstellen.

Schon bei der Betrachtung der permanenten Gase, ist eine Ausflussformel unter der Annahme entwickelt worden, dass sich beim Ausfluss, gerade wie es bei tropfbarflüssigen Körpern der Fall ist, die Dichtigkeit des Gases nicht ändert; wir erhielten, dann für Gase, wie für tropfbar flüssige Körper die Formel:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

in welcher p_1 und p_2 den spezifischen Druck der Flüssigkeit an der Mündung, innerhalb und ausserhalb derselben genommen darstellt und γ die Dichtigkeit bedeutet. Es hat sich oben (S. 75) herausgestellt, dass für geringe Druckdifferenzen diese Formel, die für tropfbar flüssige Körper genau richtig ist, auch bei permanenten Gasen unbedenklich in Anwendung kommen kann, eine Bemerkung, die Poncelet schon 1845 machte. Auf Grund der bis dahin vorliegenden und seiner eignen Versuche giebt Poncelet an, dass man die Formel für Gase selbst dann noch verwenden könne, wenn der Druck im Gefässe doppelt so gross ist, als ausserhalb desselben.

Es liegt nun der Gedanke nahe, zu fragen, ob sich die Dämpfe nicht ähnlich verhalten oder ob nicht unter den oben gemachten, beschränkten Voraussetzungen, wenigstens die Annahme erlaubt ist, dass während des Ausflusses die Dichtigkeit des Dampfes als constant angesehen werden darf. Benutzen wir, da es hier nur auf Entwicklung einer Näherungsformel ankommt, zur Berechnung der Dichtigkeit des gesättigten Wasserdampfes die Navier'sche Formel

$$\gamma = \alpha + \beta p_1$$

in welcher α und β constante Grössen sind und p_1 den spezifischen Druck und γ die Dichtigkeit des Dampfes im Innern des Gefässes bedeutet, so findet sich nach der letzten Gleichung:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\alpha + \beta p_1}$$

oder wenn $\frac{\alpha}{\beta} = a$ gesetzt wird:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\beta(a + p_1)} \quad (32)$$

In dieser Formel hätte man, wenn die Annahme unter der sie entwickelt wurde, für zulässig gehalten wird, für französisches Maass die Constanten:

$$\beta = 0,000\ 04713 \text{ und } a = 3017$$

einzusetzen, wie sie schon auf S. 86 angegeben wurde. Die Gleichung (32) ist in neuester Zeit auch wirklich von Minary und Résal, bei Berechnung ihrer Versuche über den Ausfluss des Dampfes angewendet worden*).

In der folgenden Tabelle VII sind für den Ausfluss in die freie Atmosphäre unter verschiedenem Dampfdruck in der ersten Zeile die Werthe der Zeile 8 der Tabelle VI von:

$$A \frac{w^2}{2g}$$

noch einmal angegeben, um Vergleiche zu erleichtern. Die 2. Zeile enthält ebenfalls die in Wärme ausgedrückte Arbeit, welche dem Dampfe beim Verlassen der Mündung innewohnt, aber berechnet nach Formel (32). Ein Vergleich der beiden Reihen zeigt nun mit einem Blicke, dass die Gl. (32) ganz unbrauchbar ist; die Abweichungen sind so bedeutend, dass man diese Gleichung selbst nicht näherungsweise in Anwendung bringen kann und dass die Annahme, die Dichtigkeit des Dampfes bleibe während des Hinströmens nach der Ausflussmündung constant, durchaus unstatthaft erscheint.

Wir werden daher auch die Gleichung (32) in der angedeuteten Weise nicht benutzen können, wohl aber können wir, wie sich gleich herausstellen wird, die Form. derselben beibehalten. Setzt man nämlich für die Constanten β und a andre Werthe ein und zwar

$$\beta = 0,000\ 02497$$

und

*) Annales des Mines, tome XVIII. p. 653. — Civilingenieur. Bd. 8, S. 102.

$a = 14357$, wenn der Druck p_1 und p_2 in Kilogramm pro Quadratmeter oder

$$a = 1,39105$$

wenn die Pressungen in Atmosphären gegeben sind, so erhält man mit Hülfe der Gleichung (32) für

$$\frac{A w^2}{2g}$$

Werthe die vortrefflich mit unsern genauen Werthen übereinstimmen, wie der Vergleich der 1. und 3. Zeile der Tabelle zeigt. In der Gleichung

$$A \frac{w^2}{2g} = \frac{A (p_1 - p_2)}{\beta (a + p_1)} \quad (33)$$

bedeutet dann freilich der Nenner $\beta(a + p_1)$ nicht mehr wie oben, die Dichtigkeit des Dampfes im Innern des Ausflussgefässes, sondern statt der Dampfdichtigkeit, wie sie für die entsprechenden Pressungen angegeben wird, erhält man die Werthe, die in Zeile 4 der folgenden Tabelle stehen. Ferner gilt in diesem Falle, wenn zur Berechnung von γ für β und a die zuletzt gegebenen Werthe benutzt werden, die Näherungsformel ausdrücklich auch nur, wenn der Dampf in die freie Atmosphäre oder in einen Raum strömt, in welchem der Druck nur wenig vom atmosphärischen abweicht, in andern Fällen ist von Formel (25) oder (28) Gebrauch zu machen.

Tabelle VIII.

	Dampfspannung p_1 in Atmosphären Ueberdruck.							
	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	1	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$	2
1) Werthe von $A \frac{w^2}{2g}$ nach Gl. (25) . . .	8,939	16,287	22,483	27,848	32,579	36,821	40,645	44,146
2) Werthe von $A \frac{w^2}{2g}$ Gl. (32) $\left. \begin{array}{l} \beta = 0,000 \ 04713 \\ a = 3017 \end{array} \right\}$	8,113	13,963	18,380	21,833	24,608	26,885	28,788	30,402
3) Werthe von $A \frac{w^2}{2g}$ Gl. (33) $\left. \begin{array}{l} \beta = 0,000 \ 02497 \\ a = 14357 \end{array} \right\}$	8,939	16,332	22,548	27,848	32,419	36,404	39,907	43,011
4) Werthe von $\beta (a + p_1)$	0,6815	0,7460	0,8105	0,8705	0,9395	1,0040	1,0685	1,1331

Fassen wir schliesslich die Ergebnisse aller Untersuchungen über den Ausfluss der Flüssigkeiten zusammen, so ist als erwiesen zu betrachten, dass wir für unsern vorliegenden speziellen Zweck unbedenklich zur Berechnung der theoretischen Ausflussgeschwindigkeit die Formel:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

in Anwendung bringen können.

In dieser Formel bedeutet nun bei tropfbar flüssigen Körpern γ die Dichtigkeit, die hier vor und hinter der Mündung als gleich anzunehmen ist. Bei permanenten Gasen bedeutet γ hingegen die Dichtigkeit derselben im Innern des Ausflussgefässes und zwar lässt sich nach oben angeführten Regeln γ auch durch

$$\frac{p_1}{RT_1}$$

ersetzen, wo T_1 die absolute Temperatur des Gases und R eine dem Gase entsprechende constante Grösse ist.

Bei Dämpfen endlich und zwar zunächst bei Wasserdämpfen ist γ nach der Formel

$$\gamma = \beta (a + p_1)$$

zu bestimmen und hierbei sind die in der Tabelle VIII für β und a angegebenen Werthe zu substituieren. In diesem Falle bedeutet, wie oben erörtert wurde, der Buchstabe γ nicht mehr die Dichtigkeit des Dampfes vor oder hinter der Mündung und überdies ist die zuletzt angeschriebene Formel für die Ausflussgeschwindigkeit bei Dämpfen auch nur unter der angeführten Einschränkung in Anwendung zu bringen.

Nach diesen Vorbereitungen, durch welche festgestellt wurde, welche Formeln im Folgenden bei Untersuchung der Ausflusserscheinungen mit Zuverlässigkeit verwendet werden können, sollen nun die Vorgänge, die an unserm Apparate beobachtet wurden, auf theoretischem Wege gründlicher Prüfung unterworfen werden.

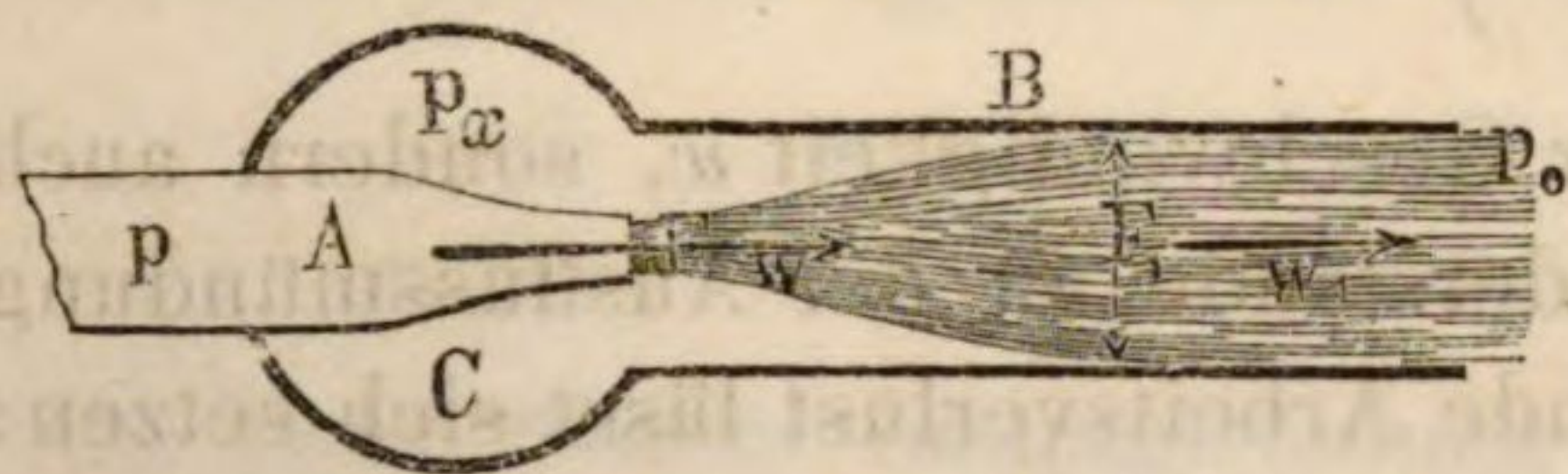
Zweites Capitel.

Theorie der Vorgänge bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse.

Aus der Mündung F des Rohres A (Holzst. Fig. 14) ströme irgend eine Flüssigkeit, sei es Wasser, Luft oder Dampf, unter dem innern Druck p nach dem weitem Rohre B hin. Ausserhalb dieses Rohres, dessen Querschnitt mit F_1 bezeichnet werden mag, herrsche der Druck p_o .

Der Flüssigkeitsstrahl erweitert sich nach dem Verlassen der Mündung F , legt sich an der

Fig. 14.



innern Wand des Ansatzrohres B an und in Folge dessen entsteht in dem geschlossenen Gehäuse C eine Verdünnung. Der Druck, welcher daselbst herrscht und der mit

p_x bezeichnet werde, ist kleiner als der äussere Druck p_o , mit welcher Flüssigkeit das Gehäuse C auch erfüllt sein mag. Es fragt sich nun, welche Beziehungen zwischen den verschiedenen Pressungen p , p_o und p_x und den Querschnitten F und F_1 stattfindet. Die Untersuchung dieser Frage, mit der wir uns hier zunächst beschäftigen werden, bildet zwar nur einen besondern Fall des allgemeinen Problemes, bei dem vorausgesetzt wird, es befinde sich im Gehäuse C noch eine Oeffnung, durch welche eine andere Flüssigkeit eintreten kann, doch wird es die Uebersichtlichkeit wesentlich erhöhen, wenn der bezeichnete spezielle Fall vorerst behandelt wird und die Untersuchung des allgemeinen Falles nachfolgt.

Sieht man beim Ausfluss durch die Mündung F zunächst von allen Widerständen ab, so würde sich die theoretische Ausflussgeschwindigkeit w hier, wo der Druck im Ausflussgefässe p und ausserhalb der Mündung p_x ist, nach der Formel:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p - p_x}{\gamma}$$

berechnen lassen, wobei γ die am Schlusse des letzten Capitels angegebene Bedeutung hat. Der Werth

$$\frac{p - p_x}{\gamma}$$

repräsentirt also die Arbeit welche erforderlich ist, die Gewichtseinheit Flüssigkeit aus der Ruhe in die Geschwindigkeit w zu versetzen. Dabei setzen wir freilich voraus, wie das in der Folge immer, selbst bei Betrachtung der im ersten Abschnitte behandelten Versuche geschehen soll, dass die Weite des Zuflussrohres A , in welchem der Druck p herrscht, sehr gross im Verhältniss zur Mündungsweite ist.

Versteht man nun aber unter w nicht die theoretische, sondern die wahre Ausflussgeschwindigkeit, so wird die Arbeit

$$\frac{p - p_x}{\gamma}$$

nicht allein zur Erzeugung der Geschwindigkeit w , sondern auch noch zu Ueberwindung der Widerstände an der Ausflussmündung verwendet und der entsprechende Arbeitsverlust lässt sich setzen:

$$\zeta \frac{w^2}{2g}$$

wenn unter ζ ein Coefficient, Widerstandscoefficient, verstanden wird, den wir zunächst für die entsprechende Ausflussmündung als bekannt voraussetzen wollen. Man erhält sonach, unter w die effective Ausflussgeschwindigkeit verstanden, die Gleichung:

$$(1 + \zeta) \frac{w^2}{2g} = \frac{p - p_x}{\gamma} \quad (34)$$

Neben dieser Gleichung lässt sich aber noch eine zweite Gleichung aufstellen.

Bezeichnet w_1 die wahre Geschwindigkeit, mit welcher sich die Flüssigkeit im weitem Rohre B bewegt und ist γ_1 die Dichtigkeit derselben, so bestimmt sich die Arbeit

$$\frac{w_1^2}{2g},$$

welche der Gewichtseinheit Flüssigkeit beim Verlassen des Ansatzrohres innewohnt, in folgender Art.

Im Innern, dem Anfange des Rohres B ist der Druck p_x ,

ausserhalb desselben p_o ; die Arbeit, die also in Folge des Constanthaltens der Pressungen gewonnen wird, ist nach frühern Sätzen

$$\frac{p_x - p_o}{\gamma_1}$$

Im Anfange wohnt aber der Gewichtseinheit Flüssigkeit schon die Arbeit

$$\frac{w^2}{2g}$$

inne und da nun in Folge des plötzlichen Ueberganges aus der Geschwindigkeit w in die Geschwindigkeit w_1 nach Carnot die Arbeit

$$\frac{(w - w_1)^2}{2g}$$

verloren geht, so ergibt sich:

$$\frac{w_1^2}{2g} = \frac{p_x - p_o}{\gamma_1} + \frac{w^2}{2g} - \frac{(w - w_1)^2}{2g} \quad (35)$$

Ehe diese zweite Hauptgleichung mit Gl. (34) verbunden wird, müssen in Betreff derselben einige Bemerkungen mitgetheilt werden.

Bei der Entwicklung der Gleichung (35) sind zunächst die Widerstände ausser Acht gelassen worden, welche die Flüssigkeit auf ihrem Wege durch das Ansatzrohr B hindurch zu überwinden hat. Dieser Widerstand, der sogenannte Reibungswiderstand, hätte nun recht wohl mit beachtet werden können, da er sich leicht analytisch ausdrücken lässt; wir unterlassen aber hier dessen Einführung, weil er in den Fällen, mit denen wir es in der Folge zu thun haben werden, stets sehr gering ist, denn die Länge des Ansatzrohres ist im Verhältniss zur Weite desselben jederzeit klein. Wollte man die Untersuchungen auch auf längere Ansatzröhren ausdehnen, so hätte man auf der linken Seite der Gleich. (35) nach bekannten hydraulischen Gesetzen einfach

$$\left(1 + \zeta_1 \frac{l_1}{d_1}\right) \frac{w_1^2}{2g} \text{ statt } \frac{w_1^2}{2g}$$

zu setzen, unter l_1 die Länge und d_1 die Weite des Rohres und unter ζ_1 den Widerstandskoeffizienten für Reibung der Flüssigkeit in Röhren verstanden.

Wichtiger ist die Prüfung der einzelnen Glieder auf der rechten Seite der Gl. (35). Die Aufnahme des ersten Gliedes setzt ausdrücklich voraus, dass die Dichtigkeit γ_1 der Flüssigkeit auf dem Wege von der Mündung F ab durch das Ansatzrohr hindurch unverändert bleibe. Bei tropfbar flüssigen Körpern ist das als richtig anzunehmen, nicht so bei Gasen und Dämpfen, bei diesen ist die Annahme nur näherungsweise gestattet. In den Fällen, die in der Folge untersucht werden und bei denen wir es mit dem Ausströmen von Dampf zu thun haben, lässt sich von der Annahme unbedenklich Gebrauch machen, da dort jederzeit die Pressungen p_o und p_x nur wenig von einander verschieden sind.

Zweifelhaft könnte man bei der Herleitung der Gl. (35) noch darüber sein, ob es gestattet ist für jede Art von Flüssigkeit den Carnot'schen Ausdruck

$$\frac{(w - w_1)^2}{2g}$$

zur Berechnung des Arbeitsverlustes zu verwenden, welcher beim Uebertritt der Flüssigkeit aus der Mündung F in das weitere Rohr B d. h. in Folge der plötzlichen Geschwindigkeitsänderung stattfindet. Bei tropfbar flüssigen Körpern, wie bei Wasser, ist die Annahme wohl nahezu richtig; durch hydraulische Versuche ist auch die Brauchbarkeit des Carnot'schen Ausdruckes vollkommen nachgewiesen. Für Gase und Dämpfe können aber hier in Betreff der Brauchbarkeit dieser Annahme Zweifel aufsteigen. Die Resultate der folgenden Untersuchungen und die vortreffliche Uebereinstimmung derselben mit den früher angegebenen Versuchsergebnissen werden aber diesen Zweifel heben und zu der Ansicht führen, dass man, wenigstens annähernd auch bei Dämpfen, wenn dieselben beim Durchströmen von Röhren durch Erweiterungen gehen, den daraus entspringenden Arbeitsverlust nach Carnot's Formel beurtheilen darf. Nach den Untersuchungen im ersten Capitel dieses Abschnittes ist übrigens anzunehmen, dass die Arbeit, welche durch plötzliche Geschwindigkeitsänderungen verloren geht, sich in Wärme verwandelt.

Die Gleichung (35) schreibt sich nun zunächst in folgender Form:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = \frac{w^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} - \frac{(w - w_1)^2}{2g}$$

oder einfacher:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = 2 \left[\frac{w w_1}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right]$$

Die Geschwindigkeiten w und w_1 stehen aber zu einander in einfacher Beziehung. Da nämlich der Beharrungszustand vorausgesetzt wird, so gehen durch alle Querschnitte in der Zeiteinheit gleiche Gewichtsmengen Flüssigkeit hindurch, man erhält also nach der angegebenen Bezeichnung:

$$F w \gamma_1 = F_1 w_1 \gamma_1$$

weil angenommen wurde, dass auf dem Wege von der Ausflussmündung F weg durch das Ansatzrohr vom Querschnitt F_1 keine oder unbedeutende Dichtigkeitsänderungen stattfinden. Die letzte Gleichung giebt daher, wenn man noch das Verhältniss des Rohrquerschnittes F_1 zum Mündungsquerschnitt F mit m bezeichnet:

$$w_1 = \frac{F}{F_1} w = \frac{w}{m}$$

Substituirt man diesen Werth von w_1 in die zuletzt für die Pressungsdifferenz $p_o - p_x$ gegebene Gleichung, so folgt nach leichter Umformung:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = \frac{2 (m - 1)}{m^2} \cdot \frac{w^2}{2g} \quad (36)$$

und hieraus wieder durch Benutzung von Gl. (34)

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = \frac{2 (m - 1)}{(1 + \zeta) m^2} \cdot \frac{p - p_x}{\gamma}$$

Diese Gleichung gestattet nun schon die Berechnung des Druckes p_x vor der Ausflussmündung; da aber in der Folge jederzeit nur nach dem Ueberdrucke $p_o - p_x$ gefragt wird, so ist es zweckmässiger, ohne Weiteres diesen Werth als Unbekannte zu betrachten. Addirt und subtrahirt man auf der rechten Seite der letzten Gleichung im Zähler den Werth p_o , so ergibt sich nach einigen einfachen Umformungen

$$p_o - p_x = \frac{2 \gamma_1 (m - 1) (p - p_o)}{(1 + \zeta) \gamma m^2 - 2 \gamma_1 (m - 1)} \quad (37)$$

nach welcher Formel sich also bestimmen lässt, um wieviel der Druck p_o an der äussern Mündung des Ansatzrohres B grösser ist,

als im Gehäuse C (Holzst. Fig. 14 S. 97) oder in der Ebene der Ausflussmündung F .

Addirt man auf beiden Seiten der Gl. (37) den Werth p , so folgt ferner der Ueberdruck $p - p_x$ unter p den Druck im Zuflussgefäße A verstanden:

$$p - p_x = \frac{(1 + \zeta) \gamma m^2 (p - p_o)}{(1 + \zeta) \gamma m^2 - 2\gamma_1 (m - 1)} \quad (38)$$

Setzt man endlich noch den vorstehenden Werth $p - p_x$ in Gl. (34), so ergibt sich eine Gleichung, durch die sich die effective Geschwindigkeit berechnet, mit welcher die Flüssigkeit durch die Mündung F ausströmt:

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m^2 (p - p_o)}{(1 + \zeta) \gamma m^2 - 2\gamma_1 (m - 1)} \quad (39)$$

Die letzten drei Gleichungen sind es denn nun, welche über den Vorgang bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse vollständigen Aufschluss geben, überdies gelten dieselben noch für jede Art von Flüssigkeit. Die Gleichungen vereinfachen sich noch etwas, wenn man es mit Ausfluss eines tropfbar flüssigen Körpers zu thun hat; es mag denn auch für solche und zwar für Wasser die Erscheinung zunächst näher betrachtet werden.

A. Das Wasser als saugende Flüssigkeit.

Für Wasser, überhaupt für den tropfbar flüssigen Körper bedeutet in vorstehenden Formeln γ die Dichtigkeit desselben im Innern des Ausflussgefäßes und da nun überdies beim Ausfluss eine weitere Dichtigkeitsänderung nicht stattfindet, so ist $\gamma_1 = \gamma$ und daher schreibt sich Gl. (37) auch in folgender Form:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma} = \frac{2 (m - 1)}{(1 + \zeta) m^2 - 2 (m - 1)} \cdot \frac{p - p_o}{\gamma} \quad (40)$$

und Gl. (39) geht in die folgende Gestalt über:

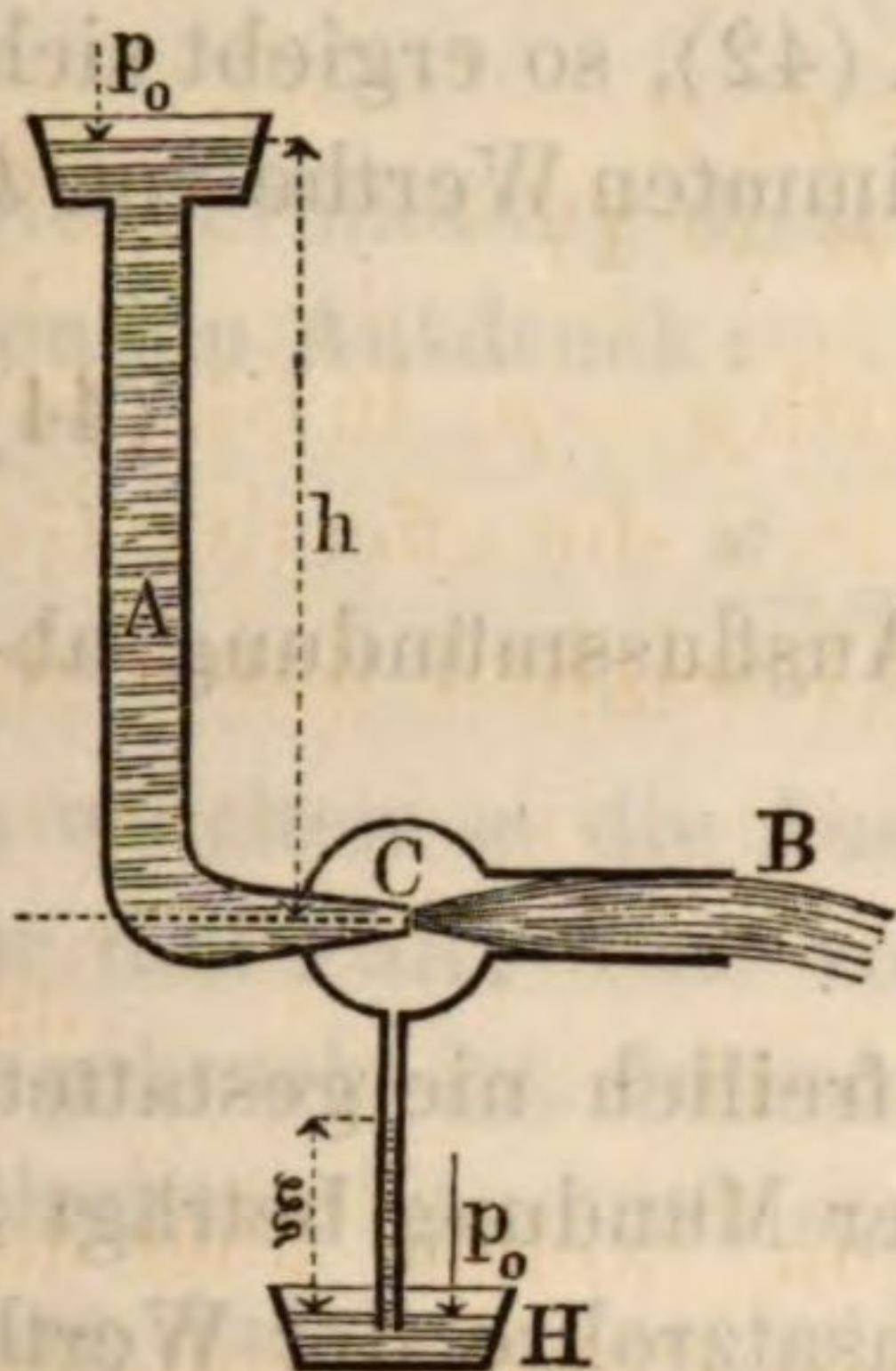
$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m^2}{(1 + \zeta) m^2 - 2 (m - 1)} \cdot \frac{p - p_o}{\gamma} \quad (41)$$

Nimmt man an, man habe es mit dem Ausflusse in die freie Luft zu thun, so bedeutet p_o die atmosphärische Pressung und der Ausdruck

$$\frac{p_0 - p_x}{\gamma}$$

stellt dann den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse in Wassersäule gemessen dar. Die Höhe dieser Wassersäule mag mit ξ bezeichnet werden; dieselbe lässt sich leicht beobachten, wenn man in das Gehäuse *C* (Holzst. Fig. 15) ein Glasrohr einmünden lässt, welches mit dem untern Ende in ein mit Wasser gefülltes Gefäss *H* eintaucht; das Wasser würde dann im Glasrohre gerade auf die Höhe ξ steigen.

Fig. 15.



Kommt überdies das Wasser im Zuflussrohre *A* von einem Gefässe her, in welchem der Wasserspiegel um die Höhe h über der Mitte der Ausflussmündung liegt und steht der Wasserspiegel unter atmosphärischem Drucke p_0 , so stellt der Ausdruck

$$\frac{p - p_0}{\gamma}$$

den Werth von h dar und die beiden Formeln schreiben sich für diesen speziellen Fall einfacher

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{(1+\zeta)m^2 - 2(m-1)} \quad (42)$$

und

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{m^2 h}{(1+\zeta)m^2 - 2(m-1)} \quad (43)$$

Man erkennt hieraus zunächst, dass die Verdünnung im Gehäuse *C*, die eben durch die Wassersäule ξ gemessen wird, und ebenso die der Ausflussgeschwindigkeit w entsprechende Geschwindigkeitshöhe direct proportional der Druckhöhe h im Ausflussgefässe ist, dass aber der Zusammenhang beider Werthe mit dem Querschnittsverhältnisse

$$m = \frac{F_1}{F}$$

ein verwickelterer ist, der sich jedoch durch die gegebenen Formeln ebenfalls bestimmt herausstellt. Wir wollen hier, da die mit der Veränderung von m zusammenhängenden Aenderungen

von ξ und w unten näher unter der Voraussetzung betrachtet werden sollen, dass statt Wasser Dampf ausströmt, nur hervorheben, dass beide Formeln (42) und (43) für $m = 2$ respective für ξ und w auf ein Maximum führen, wie sich leicht durch Differentiation in Hinsicht m findet.

Substituirt man den Werth $m = 2$ in Gl. (42), so ergibt sich als Maximum der Verdünnung bei einem bestimmten Werthe von h

$$\xi_{max} = \frac{h}{1 + 2\xi} \quad (44)$$

oder wenn von allen Widerständen an der Ausflussmündung abgesehen, also $\xi = 0$ gesetzt werden dürfte:

$$\xi_{max} = h$$

In Wirklichkeit ist diese letztere Annahme freilich nie gestattet, denn selbst bei vollkommen gut abgerundeter Mündung beträgt ξ noch 0,063, während beim cylindrischen Ansatzrohre der Werth gar auf 0,505 steigt.

Das Resultat, dass, wenn $m = 2$ ist oder mit andern Worten, wenn der Querschnitt des Ansatzrohres d o p p e l t so gross, als der Querschnitt der Ausflussmündung ist, das Maximum der Luftverdünnung stattfindet, ist zwar durch Experimente mit Wasser noch nicht untersucht und bestätigt worden, doch muss man das Resultat für richtig halten, da es sich wenigstens für Dampfausfluss als richtig herausstellte, wie die Betrachtung der Curven Fig. 11, Taf. I auf S. 33 zeigte.

Das Maximum der Verdünnung berechnet sich nach Gl. (44) sehr leicht, doch lehrt die Formel zugleich, dass die gegebenen Gleichungen (42) und (43) nur innerhalb gewisser Grenzen und zwar, unzweifelhaft, nur für nicht zu beträchtliche Luftverdünnung im Gehäuse C anzuwenden sind. Für sehr grosse Werthe von h giebt nämlich die Formel (44) leicht für ξ einen unmöglichen Werth; begreiflicher Weise kann ξ , in Wassersäule gemessen, nie grösser als 10,33 Meter werden; erreicht ξ gerade den angegebenen Werth, so würde das andeuten, dass im Gehäuse C der Druck Null, bei dem in Fig. 15 dargestellten Fall also im Gehäuse ein luftleerer Raum vorhanden wäre. In diesem Falle oder richtiger schon bei sehr beträchtlicher Luftverdünnung gelten ohne Zweifel die Annahmen nicht mehr, unter denen die Gl. (35) auf S. 99 entwickelt wurde.

Mündet die Ausflussöffnung F des Apparates (Holzst. Fig. 15) direct in's Freie, so würde der Ausfluss unter der Druckhöhe h mit einer Geschwindigkeit w_o stattfinden, die sich aus der Gleichung

$$(1 + \zeta) \frac{w_o^2}{2g} = h \quad \text{bestimmt.}$$

Die Verbindung dieser Gleichung mit Gl. (43) führt sofort auf folgenden Ausdruck:

$$\frac{w}{w_o} = \sqrt{\frac{(1 + \zeta) m^2}{(1 + \zeta) m^2 - 2(m - 1)}}$$

in welchem w die Ausflussgeschwindigkeit des Wassers darstellt, für den Fall, dass vor der Mündung ein Ansatzrohr B (Fig. 15) angebracht ist, dessen Querschnitt das m -fache des Mündungsquerschnittes ist, und w_o die Ausflussgeschwindigkeit für den Fall, dass das Ansatzrohr beseitigt ist. Der Ausdruck lehrt, dass w jederzeit grösser als w_o ist und da unter denselben Umständen auch die Ausflussmengen im gleichen Verhältniss stehen, zeigt der Ausdruck ferner, dass bei gleicher Mündung und Druckhöhe mehr Wasser ausfliesst, wenn vor der Mündung das Ansatzrohr liegt, als dann, wenn der Ausfluss direct in die freie Luft stattfindet. Die Erscheinung ist die gleiche, die man schon aus den Versuchen mit conisch divergenten Ansatzröhren kennt. Auch der letzte Ausdruck führt für $m = 2$ auf ein Maximum und zwar wird für diesen Fall:

$$\frac{w}{w_o} = \sqrt{\frac{2(1 + \zeta)}{1 + 2\zeta}}$$

Besteht die Ausflussmündung aus einem, nach der Form der contrahirten Strahlen gut abgerundeten Mundstücke, für das man $\zeta = 0,063$ setzen kann, so folgt:

$$\frac{w}{w_o} = 1,374$$

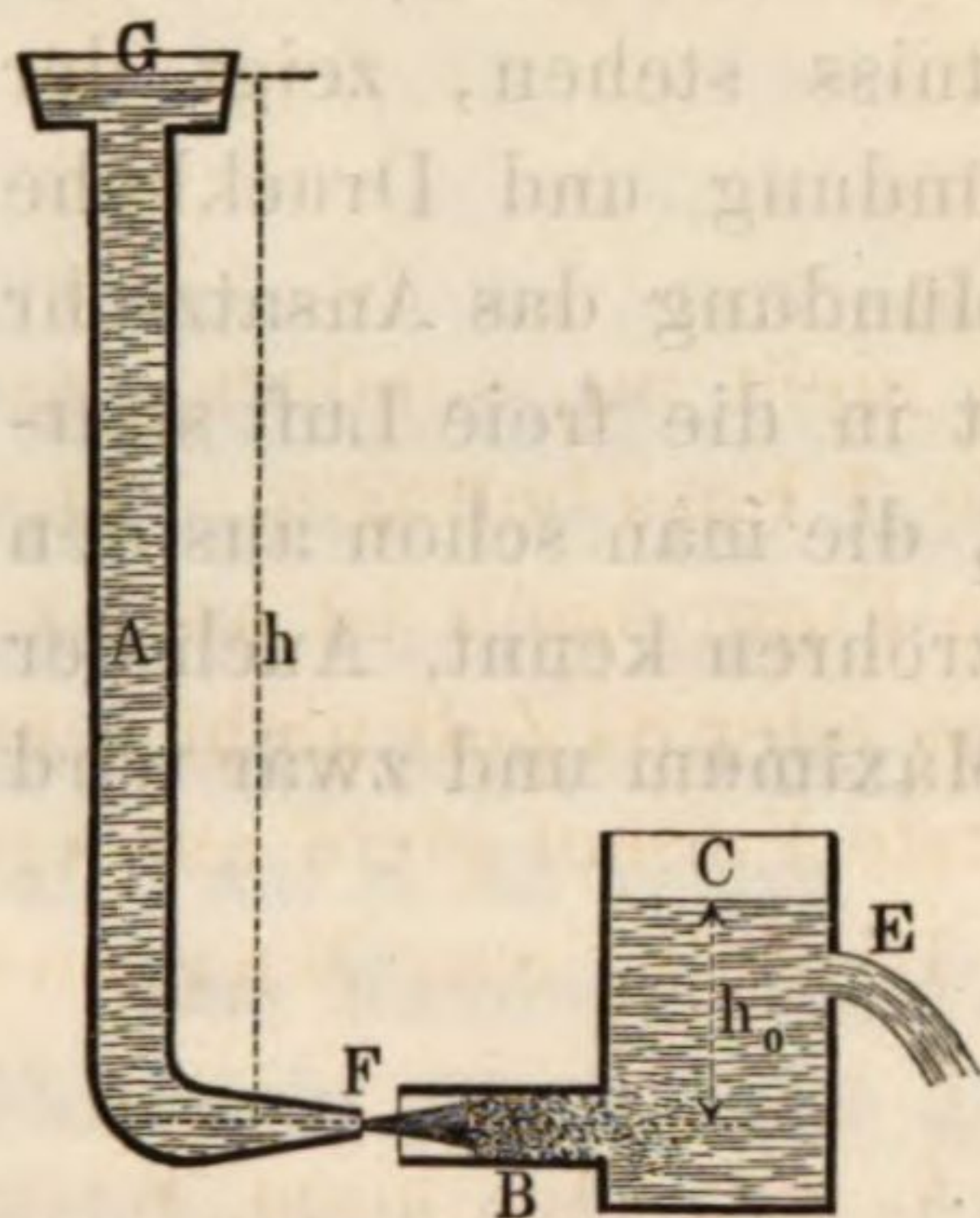
und in gleichem Verhältniss stehen dann auch die Wassermengen, die bei dem einen und andern Versuche zum Ausfluss gelangen.

Zur Prüfung der im Vorstehenden für Wasser angegebenen Resultate meiner Formeln stehen mir sowohl eine Reihe eigener Versuche, als auch einige Versuche Andrer zu Gebote. Die letztern mögen hier zunächst besprochen werden.

Magnus beschreibt in seiner Abhandlung „Ueber die Bewegung der Flüssigkeiten“ (Schriften der königl. Academie der Wissenschaften zu Berlin 1848) einige Versuche, von denen wenigstens einer hier benutzt werden kann, da für denselben die Beobachtungsergebnisse angegeben sind.

Aus dem Gefässe *G* (Holzst. Fig. 16) strömte das Wasser durch ein verticales 7 Fuss langes Rohr *A* herab, das unten rechtwinklig gebogen und mit einer Ausflussmündung von 3 Millim. Weite versehen war, durch welche der Wasserstrahl horizontal austrat. Das Wasser strömte in ein Gefäss *C*, das nahe am Boden ein 12 Millim. weites Glasrohr *B* trug, dessen Axe mit der Axe der Mündung *F* zusammenfiel. Magnus beobachtete nun, dass bei den angegebenen Weiten des Rohres und der Ausflussmündung (12 Millim. u. 3 Millim.) also bei dem Querschnittsverhältniss $m = 4^2 = 16$, das Wasser in der Vorlage *C* bis zu einer Höhe von 250 Millim. oder nahe 10 Zoll stieg, ohne

Fig. 16.



dass nur ein Tropfen Wasser durch das Rohr *B* zum Ausfluss gelangte. Magnus erwähnt ferner, dass die Höhe h_0 , auf welche sich der Wasserspiegel in der Vorlage *C* einstellte, um so geringer war, je weiter unter sonst gleichen Umständen das Rohr *B* gewählt wurde und dass beim Eintritte des Wasserstrahles in dieses Rohr im Innern desselben ein heftiges Schäumen stattgefunden habe.

Die oben gegebenen Formeln geben über diesen Versuch vollständigen Aufschluss. Da hier der Wasserstrahl durch die Mündung *F* zunächst in die freie Luft strömt, so stellt der Werth, den wir in den obigen Formeln mit p_x bezeichnet haben, den atmosphärischen Druck dar und wenn die ganze Druckhöhe im Zuflussrohre *A* mit h bezeichnet wird, so ist nach bisheriger Bezeichnung

$$h = \frac{p - p_x}{\gamma}$$

die Wassersäule h_0 in der Vorlage *C*

$$h_0 = \frac{p_0 - p_x}{\gamma}.$$

Woraus durch Subtraction sich ergibt:

$$h - h_o = \frac{p - p_o}{\gamma}.$$

Benutzt man nun die vorstehenden Werthe in Gl. (40), so ergibt sich für den Magnus'schen Versuch:

$$h_o = \frac{2(m-1)(h-h_o)}{(1+\zeta)m^2 - 2(m-1)}$$

und hieraus berechnet sich die Höhe h_o , auf welche das Wasser in der Vorlage steigen kann, ohne dass durch das Rohr B ein Ausfliessen stattfindet:

$$h_o = \frac{2(m-1)}{(1+\zeta)m^2} h. \quad (45)$$

Setzt man hier den Werth $m = 16$, dem Magnus'schen Versuche entsprechend ein, und sieht man von den Widerständen im Zuflussrohre ab, d. h. setzt $\zeta = 0$, so folgt nach Gl. (45)

$$h_o = \frac{30}{256} h$$

Leider giebt Magnus die Druckhöhe h nicht an, sondern sagt nur, die Länge des Zuflussrohres A habe 7 Fuss betragen. Der der angegebenen Abhandlung beigelegten Figur nach ist aber zu schliessen, dass die Druckhöhe von 7 Fuss oder 84 Zoll nicht sehr verschieden gewesen sein mag. Die letzte Formel giebt nun für $h = 84$ Zoll, $h_o = 9,8$ oder ohngefähr 10 Zoll, was Magnus auch gefunden hat.

Uebrigens giebt Formel (45) für h_o ein Maximum wenn $m = 2$, d. h. wenn der Querschnitt des Rohres B doppelt so gross, als der Querschnitt der Mündung F ist; das Maximum der Höhe h_o in der Vorlage C ist dann:

$$h_o = \frac{h}{2(1+\zeta)}$$

kann also bis nahe auf die halbe Druckhöhe steigen.

In der gleichen Abhandlung beschreibt Magnus noch einen andern sehr sinnreichen Versuch, den vor ihm v. Feilitsch schon angestellt hat*); leider giebt Magnus keine Beobachtungs-

*) Poggendorff's Annalen LXIII. 216.

resultate; ich zweifle jedoch nicht, aus Gründen, auf die ich zurückkomme, dass diese Versuchsergebnisse wesentlich von denen verschieden gewesen sein müssen, welche v. Feilitzsch erhielt und die in der eben citirten Abhandlung angegeben sind.

Der Versuch war folgender:

Ein Gefäß *CC* (Holzst. Fig. 17) war durch eine Scheidewand *DD* in zwei Theile getheilt, durch welche Wand ein an beiden Enden offenes Rohr *B* hindurchgesteckt wurde. In die eine Hälfte *I* des Gefäßes ragte ein Rohr *A* herab, das unten rechtwinklig umgebogen und am Ende mit einer Ausflussmündung *F* versehen war, die in das Rohr *B* hineinragte und deren Axe genau mit der Axe des Rohres *B* zusammenfiel. Durch das Rohr *A*

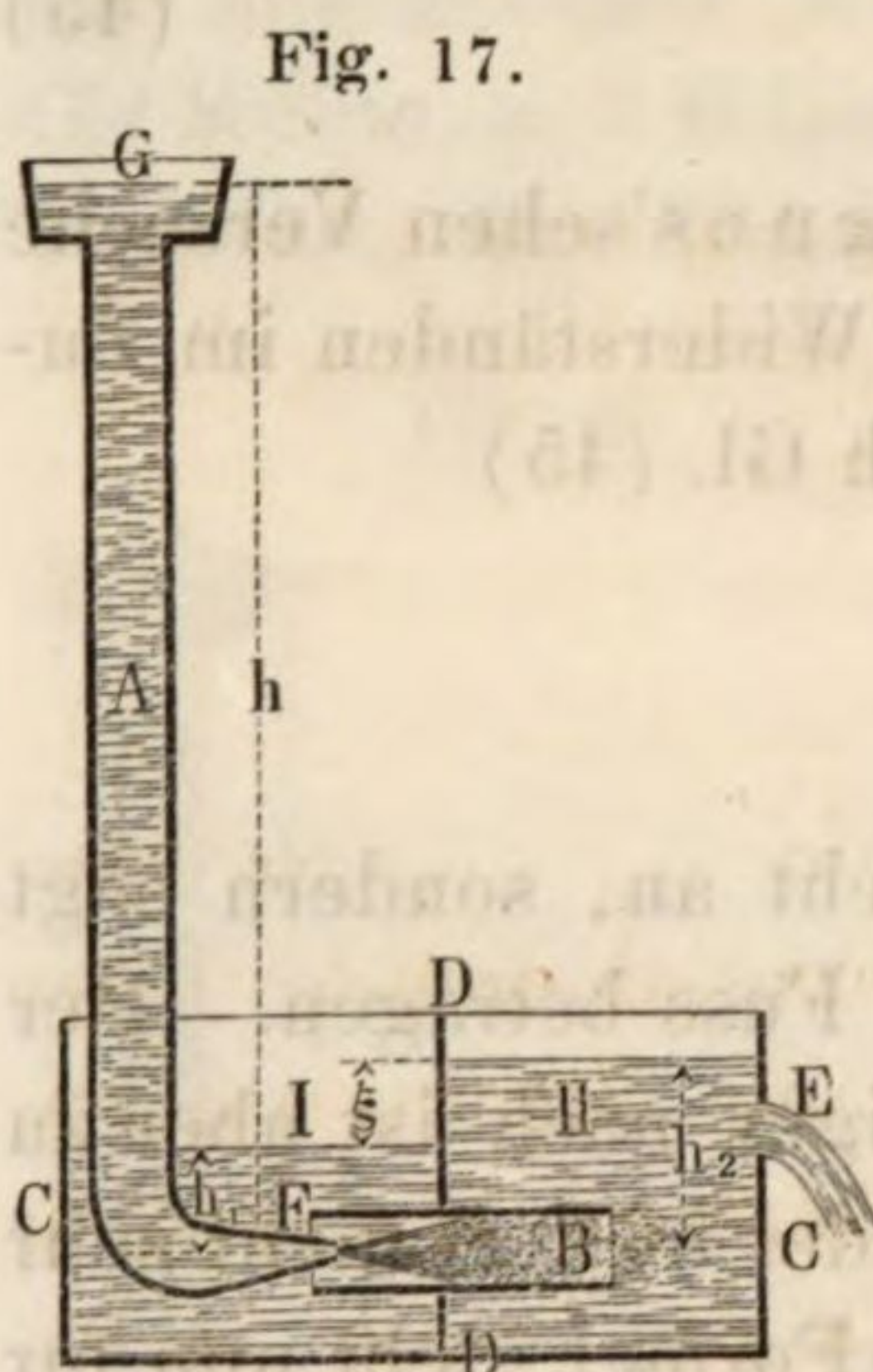


Fig. 17.

strömte das Wasser aus einem Reservoir *G* herab und durch die Mündung *F* nach dem Rohr *B* hin; dadurch füllten sich zunächst beide Gefäßhälften mit Wasser und zwar stieg das Wasser in der vordern Gefäßhälfte *II* so hoch, dass durch die Mündung *E* in der Gefäßwand gerade so viel Wasser abfloss, als durch das Rohr *A* herbeigeführt wurde. Dabei gelangte dann auch der Wasserspiegel in der hintern Gefäßhälfte *I* zur Ruhe; es zeigte sich aber die eigenthümliche Erscheinung, dass sich jederzeit der Wasserspiegel in der hintern Gefäß-

hälfte in einer gewissen Tiefe unter dem Wasserspiegel in der vordern Gefäßhälfte einstellte.

Unsere obigen Formeln erklären diese Erscheinung leicht und geben zugleich das Mittel an die Hand, die Niveaudifferenz der Wasserspiegel in beiden Gefäßen im Voraus zu berechnen.

Bezeichnet *h* den Abstand des Wasserspiegels im Reservoir *G* von der Mitte der Ausflussmündung *F* und ist der Druck auf die Wasserspiegel *p*¹, so findet sich der spezifische Druck im Rohre *A* an der Ausflussmündung, der früher mit *p* bezeichnet wurde:

$$p = h\gamma + p^1$$

In gleicher Weise ist der Druck ausserhalb der Mündung *F* an der

Einmündung des Rohres B , welcher Druck oben mit p_x bezeichnet wurde,

$$p_x = h_1 \gamma + p^1$$

wenn h_1 die Höhe des Wasserspiegels in der hintern Gefässhälfte I über der Mündung der Axe angiebt.

Endlich ist der Druck p_o an der Ausmündung des Rohres B , wenn h_2 die Höhe des Wasserspiegels in der vordern Gefässhälfte über der Axe dieses Rohres B darstellt:

$$p_o = h_2 \gamma + p^1$$

Die Verbindung der letzten drei Gleichungen ergibt nun:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma} = h_2 - h_1 \text{ und } \frac{p - p_o}{\gamma} = h - h_2$$

Benutzt man diese Ausdrücke in Gl. (40) S. 102 und bezeichnet noch den Werth $h_2 - h_1$ d. h. die Niveaudifferenz der Wasserspiegel in beiden Gefässen mit ξ , so folgt:

$$\xi = \frac{2(m-1)(h-h_2)}{(1+\xi)m^2 - 2(m-1)} \quad (46)$$

Es hängt hiernach die gesuchte Niveaudifferenz von dem Verhältniss des Querschnittes des Rohres B zu dem der Mündung F ab, d. h. von m ; überdies von der Gesamtdruckhöhe h und endlich wesentlich von der Höhe h_2 , auf welche man das Wasser in der vordern Gefässhälfte h_2 steigen lässt; der letztere Werth hängt im Weiteren davon ab, in welcher Höhe man die Abflussmündung E in der Gefässwand anbringt.

Die Gleichung (46) giebt für die Niveaudifferenz h_x ein Maximum für $m = 2$, wie das schon bei Untersuchung der Gleich. (42) S. 103 gezeigt wurde, und zwar folgt der Maximalwerth von ξ :

$$\xi = \frac{h - h_2}{1 + 2\xi}$$

Für einen beliebigen andern Werth von m kann natürlich ξ nicht grösser als h_2 ausfallen und dieser Fall tritt ein, wenn man nach Gl. (46) das Wasser in der vordern Gefässhälfte auf eine Höhe h_2 steigen lässt, die sich folgendermaassen bestimmt:

$$h_2 = \frac{2(m-1)}{(1+\xi)m^2} h$$

eine Gleichung, die mit Gl. (45), welche wir für den Magnus'schen Versuch ableiteten, identisch ist. Das ist auch vollständig richtig, denn der v. Feilitsch'sche Versuch geht in den Magnus'schen über, wenn $\xi = h_2$ d. h. wenn ausserhalb der Mündung F (Fig. 17) die atmosphärische Pressung herrscht. In diesem Falle ist die hintere Gefässhälfte wasserleer.

In der oben citirten Abhandlung giebt v. Feilitsch eine Theorie seines Versuches, fand aber auf sehr künstlichem Wege eine andere Formel für die Niveaudifferenz ξ als unsere Gl. (46). Unter Benutzung unserer Bezeichnung soll nach v. Feilitsch der Werth ξ nach der Gleichung:

$$\xi = \frac{(\mathcal{V}_m - 1)^2 (h - h_2)}{m^2 - (\mathcal{V}_m - 1)^2}. \quad (47)$$

berechnet werden, wobei allerdings von den Widerständen in der Ausflussmündung abgesehen wurde. Zugleich werden die Resultate zweier Versuche angegeben*), die recht gut mit den Resultaten der Rechnung stimmen. So war für:

$$h - h_2 = 75 \text{ Zoll und } m = 25; \xi = 1\frac{7}{8} \text{ Zoll}$$

und für

$$h - h_2 = 75 \text{ Zoll und } m = 6,25; \xi = 4\frac{1}{2} \text{ Zoll.}$$

Die Gl. (47) von v. Feilitsch giebt für beide Versuche resp. $\xi = 1,969$ Zoll und $4,583$ Zoll, während unsere Formel (46) ergeben würde (unter Vernachlässigung der Widerstände, also für $\zeta = 0$):

$$\xi = 6,24 \text{ und } 31,30 \text{ Zoll.}$$

Die Abweichungen sind ausserordentlich gross; es wird sich aber durch die weitem Untersuchungen zeigen, dass der Vorwurf der Unzulässigkeit unzweifelhaft die v. Feilitsch'schen Angaben trifft.

Was zuerst die Versuche anbelangt, so hat v. Feilitsch jedenfalls nicht das Maximum der Niveaudifferenz ξ beobachtet, das Rohr B war ohne Zweifel zu kurz und die Mündung F (Holzstich Fig. 17) ragte zu weit in das Rohr B hinein. Wie sehr dadurch die Wirkung herabgezogen werden kann, hat sich schon durch einige meiner Versuche mit Dampf, deren Resultate ich auf

*) Poggendorff's Annalen B. LXIII. S. 221.

S. 23 angegeben habe, gezeigt und v. Feilitsch selbst giebt an, dass die Stellung der Mündung F im Rohre B von grossem Einfluss sei, ja dass bei seinem Apparate die Niveaudifferenz schon Null ausfiel, wenn die Mündung F noch 6 Zoll vom Ende der Röhre B abstand.

Was ferner die v. Feilitsch'sche Formel (47) betrifft, so kann man die Annahmen, unter denen sie entwickelt wurde, gewiss nicht gelten lassen; es wurde dabei der Parallelismus der Wasserfäden zu Grund gelegt, also angenommen, dass die Wasserelemente mit unveränderter Geschwindigkeit durch die ruhende Wassermasse im Rohr B anfangs hindurchgehen, und dass nur in Folge der Adhäsion die übrigen Wassertheile mit in Bewegung kommen, bis endlich ein Beharrungszustand eintritt, in welchem dann in der Richtung des Strahles eine gewisse constante Kraft wirkt, die durch die Niveaudifferenz ξ gemessen wurde. Nach v. Feilitsch wäre sonach das Ganze eine reine Adhäsionsercheinung. Das kann aber unmöglich der Fall sein, vom Parallelismus der Wasserfäden und der Wirkung der Adhäsion muss jedenfalls abgesehen werden, denn bei allen ähnlichen Versuchen beobachtet man im Rohre B die vollkommensten Wirbelerscheinungen, wie das auch Magnus angiebt; wenn die Geschwindigkeit, mit der das Wasser die Mündung F verlässt, gross ist, sind die Wirbel in Folge der plötzlichen Querschnittsveränderung der Art, dass das ganze Rohr B mit einer milchweissen Masse gefüllt erscheint.

Die Unzulässigkeit der v. Feilitsch'schen Formel (47) wird übrigens auch durch den Versuch von Magnus, der oben beschrieben wurde, nachgewiesen. Setzt man nämlich in Gl. (47) $\xi = h_2$, so folgt

$$h_2 = \frac{(\overline{V_m} - 1)^2}{m^2} h$$

statt der Gl. (45), die ich oben für den Magnus'schen Versuch aufgestellt habe. Setzt man hier diesem Versuche entsprechend $m = 16$ und $h = 84$ Zoll, so giebt vorstehender Ausdruck:

$$h_2 = 2,95 \text{ Zoll}$$

für die Höhe, auf welche das Wasser in der Vorlage C (Hlzst. Fig. 16 S. 106) über die Axe des Rohres B sich eingestellt haben müsste. Magnus beobachtete aber $h_2 = 10$ Zoll und auf den gleichen

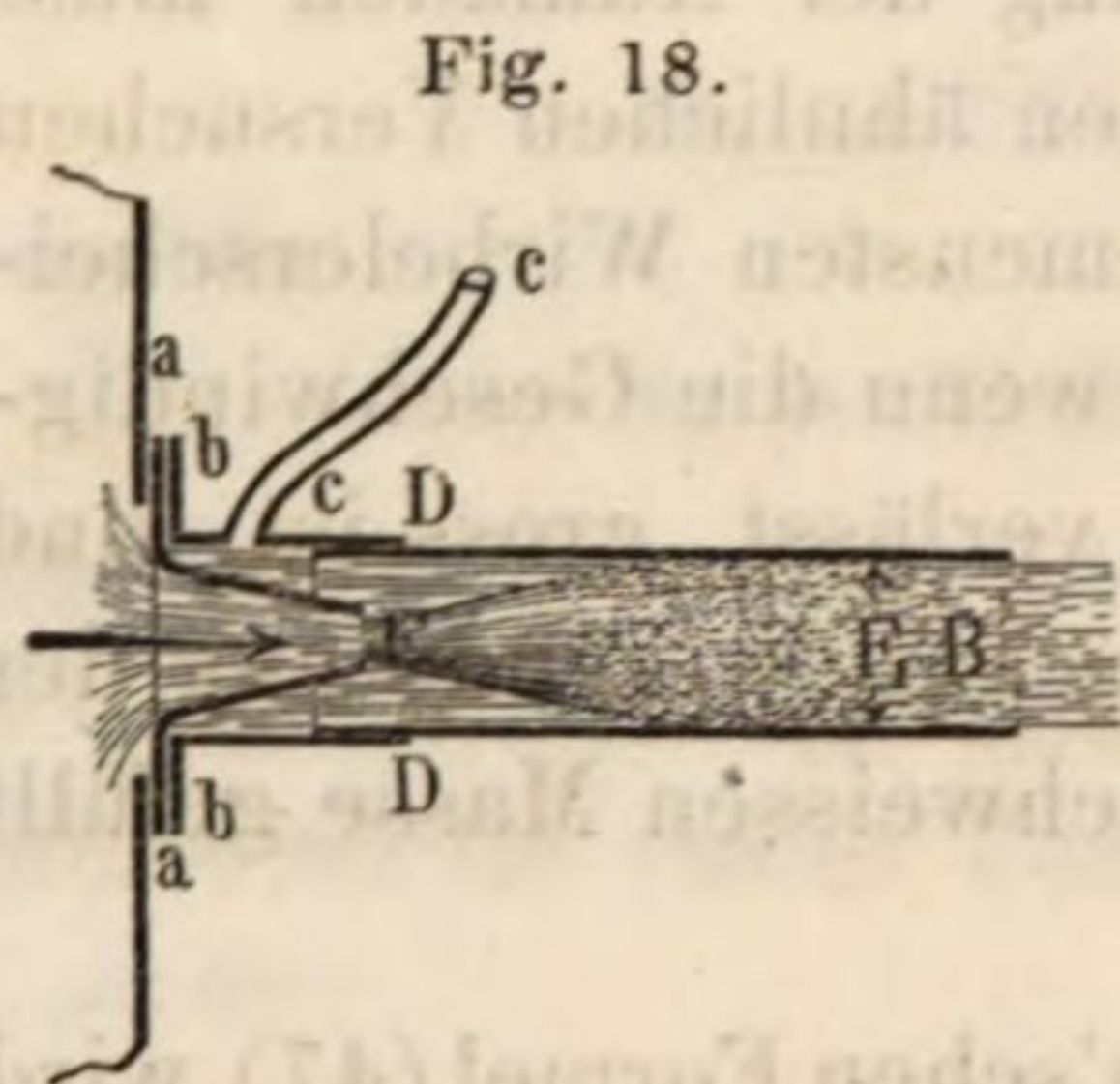
Werth führte auch meine Rechnung auf S. 107. Von der Richtigkeit meiner theoretischen Betrachtungen musste ich zwar überzeugt sein, da die Rechnungsergebnisse vortrefflich mit den Resultaten meiner Beobachtungen über die saugende Wirkung der Dampfstrahlen übereinstimmen, wie die spätere Darlegung zeigen wird, doch musste ich es auch für nothwendig halten, durch weitere Versuche mit Wasser zu beweisen, dass auch hier die Formeln ihre Gültigkeit behalten, gerade weil in der, sonst in jeder Beziehung vortrefflichen, Abhandlung von v. Feilitzsch Angaben gemacht werden, die in Betreff der vorliegenden Frage von meinen Angaben so beträchtlich abweichen.

Ich habe daher nachträglich noch eine Reihe von Versuchen mit möglichster Sorgfalt angestellt, über die hier in der Kürze referirt werden soll.

In einem weiten cylindrischen Gefässe, in welchem ich den Wasserspiegel durch regelmässigen Zufluss auf constanter Höhe erhalten konnte*), befand sich unten in der verticalen Wand eine

Oeffnung, in die ich eine conische, innen abgerundete Mündung einsetzen konnte, deren äusserer Durchmesser gerade 10 Millim. betrug. Die Mündung war von einem weitem Glasrohre *B* umgeben, in der Art, wie es Holzstich Fig. 18 im Durchschnitt darstellt.

Der Theil *DD* der Röhre war in Messing gefasst und bei *bb* mit einer Flantsche versehen, die mit einem Pressringe dicht auf die Flantsche *aa* der conischen Mündung *F* aufgeschraubt werden konnte. An der obern Seite des Messingstückes *DD* war ein enges Röhrchen *cc* befestigt, an dessen äussern Ende der Gutta-percha-Schlauch meines Wasservacuums, den ich bei Betrachtung von Fig. 3, Taf. I auf Seite 18 beschrieben habe, luftdicht aufgeschoben werden konnte. Der vordere Theil des Glasrohres *B* mündete ins Freie. Liess ich nun unter einer



*) Zu diesen Versuchen konnte mit geringen Abänderungen der Weisbach'sche hydraulische Apparat benutzt werden, welcher der Maschinenmodellsammlung des Schweizerischen Polytechnikums gehört. Beschreibung dieses Apparates findet sich in „Weisbach, Ingenieur- und Maschinenmechanik“ 3. Aufl. Bd. I. S. 799. Ebenso in „Weisbach, die Experimentalhydraulik.“ Freiberg 1855.

gewissen Druckhöhe h , gemessen vom Wasserspiegel im Ausflussgefäße bis zur Mitte der Mündung F , das Wasser ausströmen, so legte sich der Strahl ringsum an die Wand der Röhre B an und trat vorn mit vollem Querschnitt aus derselben heraus. Die ganze Röhre war dann bis zum hintern Ende mit Wasser gefüllt und es herrschte daselbst rings um die Ausflussmündung F ein Druck, der geringer als der atmosphärische ist und der durch die Höhe ξ der Wassersäule im Vacuummeter beobachtet werden konnte.

Ist ζ der Widerstandscoefficient für das conische Ansatzrohr, dessen Werth ich durch besondere Versuche für meine Mündung 0,100 gefunden habe; ist ferner F der Mündungsquerschnitt und F_1 der Querschnitt des Rohres B und setzt man

$$\frac{F_1}{F} = m,$$

wie früher, so ist auf Grund unserer theoretischen Untersuchungen, die auf S. 103 unter Zugrundlegung der in Holzst. Fig. 15 daselbst angegebenen Bezeichnung angestellt wurde,

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{(1+\zeta)m^2 - 2(m-1)} \quad (48)$$

wie schon durch Gl. (42) dort angegeben wird. Der v. Feilitsch'sche Versuch verwandelt sich in unseren, wenn in Gl. (46) S. 109 $h_2 = 0$ gesetzt wird. Geschieht dasselbe in Gl. (47) welche von Feilitsch giebt, so müsste nach diesem sich für die folgenden Versuche ξ nach der Formel:

$$\xi = \frac{(\sqrt{m} - 1)^2 h}{m^2 - (\sqrt{m} - 1)^2} \text{ berechnen.} \quad (49)$$

Die folgende Zusammenstellung der Versuchsergebnisse zeigt, welche Formel sich am besten an die Versuche anschliesst. Ich habe bei zwei verschiedenen Druckhöhen, nämlich $h = 0,990$ Met. und $h = 0,490$ Met. Versuche angestellt und besitze 3 verschiedene Glasröhren der beschriebenen Art; deren Durchmesser betrugen $d_1 = 18,40$, $23,25$ und $37,50$ Millimeter und deren Längen resp. 282 , 400 und 530 Millimeter; die weitem Röhren wählte ich etwas länger, um sicher zu sein, dass sich der Wasserstrahl ringsum an die Rohrwände anlegte. Bei der Verwendung der drei Röhren benutzte ich immer die gleiche conische Ausflussmündung

von $d = 10$ Millim. Weite. Hiernach ist für die drei Röhren beziehungsweise

$$m = \frac{F_1}{F} = \left(\frac{d_1}{d}\right)^2 = \begin{matrix} 3,3856 & m^2 = 11,4623 \\ 5,4056 & 29,2205 \\ 14,0625 & 197,7539 \end{matrix}$$

Da sich ferner $\zeta = 0,100$ ergeben hatte, so lässt sich nach Formel (48) der Werth ξ des Vacuummeterstandes für jedes Rohr und jeden Werth der Druckhöhe h berechnen. Die folgende Tabelle enthält für jede der beiden Versuchsreihen in der ersten Columne die Werthe von m , in der zweiten die von mir beobachteten Wassersäulen ξ im Vacuummeter in Metern, die 3. Columne enthält ferner die Werthe von ξ nach Gl. (48) berechnet.

Die Columnen (4) und (5) ferner enthalten die berechneten Vacuummeterstände unter Vernachlässigung der hydraulischen Widerstände, das eine Mal berechnet nach Gl. (48) unter der Voraussetzung $\zeta = 0$, das andere Mal nach der Formel (49), welche v. Feilitsch angegeben hat.

Die letzte Columne (6) enthält endlich die Wassermengen, die in der Sekunde bei jedem Versuche wirklich zum Ausfluss gelangten.

Tabelle IX.

A. Druckhöhe $h = 0,990$ Meter.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Werthe von $m = \frac{F_1}{F}$	Vacuummeterstand in ξ Metern Wassersäule Berechnet ohne Rücksicht auf Widerstände.				Beobachtete Wassermenge pro Sekunde in Cubikdecimetern (Litres)
	Beobachtet	Berechnet	Nach Gl. (48)	Nach v. Feilitsch	
3,3856	0,621	0,6027	0,7059	0,0649	0,41803
5,4056	0,387	0,3739	0,4274	0,0633	0,38536
14,0625	0,156	0,1355	0,1507	0,0394	0,35108
Für die abgerundete, conische Mündung (ohne Ansatzrohr)					0,32896

B. Druckhöhe $h = 0,490$ Meter.

3,3856	0,300	0,2983	0,3494	0,0321	0,28662
5,4056	0,188	0,1851	0,2115	0,0313	0,26689
14,0625	0,073	0,0669	0,0746	0,0195	0,24280
Für die abgerundete, conische Mündung (ohne Ansatzrohr)					0,23197

Der Vergleich der beobachteten und berechneten Werthe der Columnne 2 und 3 zeigt eine vortreffliche Uebereinstimmung, nur bei dem grössten Werthe von m erscheinen die Abweichungen vielleicht beträchtlicher, als man wünschen möchte; das erklärt sich aber einfach daraus, dass bei grossem Werthe von m , wie der ganze Bau der Formel (48) zeigt, schon der geringste Fehler in der Abmessung der Weite des Ansatzrohres und ganz unbedeutende Schwankungen des Widerstandscoefficienten bemerkliche Aenderungen im Werthe von ξ hervorbringen.

Vergleicht man ferner die theoretischen Werthe von ξ nach Columnne 4 u. 5, so ergibt sich in Hinsicht der Feilitsch'schen Formel vollständige Bestätigung des früher Gesagten; diese Formel ist unzweifelhaft falsch, dieselbe giebt für ξ Werthe, die nur $\frac{1}{5}$ bis $\frac{1}{10}$ von denen betragen, die ich wirklich beobachtete.

Die letzte Columnne 6 endlich giebt die Wassermengen, welche bei jedem Versuche zum Ausfluss gelangten (Mittel aus mehreren Versuchen); die Werthe sind bei gleicher Druckhöhe h und gleicher Weite der Ausflussmündung F verschieden und zwar um so kleiner, je weiter das angesetzte Glasrohr, je grösser also der Werth m ist; am kleinsten zeigt sich die Wassermenge, wenn $m = \infty$ ist, d. h. wenn der Strahl aus der Mündung F direct in die freie Luft strömt. Das bestätigt auch unsere Theorie. Die Geschwindigkeit, mit der das Wasser durch die Mündung F geht, ist nach Gl. (43) S. 103

$$w = \sqrt{\frac{m^2 \cdot 2gh}{(1 + \xi)m^2 - 2(m-1)}}$$

und daher folgt die Wassermenge pro Sekunde

$$Q = Fw = F \sqrt{\frac{m^2 \cdot 2gh}{(1 + \xi)m^2 - 2(m-1)}}$$

und dieser Werth nähert sich einer bestimmten Grenze um so mehr, je grösser m ist, die Grenze selbst findet sich für $m = \infty$

$$Q = F \sqrt{\frac{2gh}{1 + \xi}}$$

und das ist eben die Wassermenge für den Ausfluss in die freie Luft, wenn gar kein Ansatzrohr vorhanden ist.

Von besonderer Wichtigkeit erschien mir noch die Frage, bis zu welcher Druckhöhe meine Formeln mit den Erfahrungen wohl

in Einklang stehen mögen. Schon auf S. 104 habe ich hervorgehoben, dass wahrscheinlich eine gewisse Grenze ihrer Brauchbarkeit vorhanden ist. Die Gl. (48) S. 113 müsste nämlich, wenn nur die Druckhöhe h gross genug ist, schliesslich auf vollständige Luftleere führen, oder wenn man beachtet, dass sich im Vacuummeterrohre dann Wasserdämpfe befinden, dass die Formel wenigstens nahezu auf einen luftleeren Raum im Vacuummeter führt. Leider stehen mir so beträchtliche Druckhöhen von 15 bis 20 Meter nicht zur Verfügung, ich habe jedoch mit derselben Mündung und denselben Ansatzröhren, mit denen ich obige Experimente machte, wenigstens mit einer Druckhöhe von etwa 4,39 Meter noch einige Versuche machen können. Auf dem Bahnhofe der Schweizerischen Nordostbahn in Zürich befinden sich unter dem Dachraume des Kesselhauses sehr grosse Wasserreservoirs zum Speisen der Tender. Von einem dieser Reservoirs geht ein weites gusseisernes Rohr vertical herab, das unten ein horizontales mit einem Hahne versehenes Rohrstück trägt, an welches bei Feuergefahr die Spritzenschläuche angesteckt werden. In dieses Rohr setzte ich meine Mündung mit den Glasröhren ein, brachte dabei aber mit dem Röhrchen cc (Holzst. Fig. 18 S. 112) den Guttaperchaschlauch meines Quecksilbervacuummeters in Verbindung.

Die Rechnungs- und Versuchsresultate sind in folgender Tabelle enthalten; ich darf aber bei Aufführung derselben die Bemerkung nicht unterlassen, dass diese Versuche nicht den Grad der Genauigkeit haben, wie die vorhin aufgeführten, die mit grösster Sorgfalt ausgeführt wurden.

Tabelle X.

Druckhöhe $h = 4,39$ Meter.

Werthe von m	Vacuummeterstand in Millimeter Quecksilbersäule		
	Beobachtet	Berechnet für	
		$\zeta = 0,100$	$\zeta = 0,130$
3,3856	190,5	188,27	196,51
5,4056	110,0	117,50	121,91
14,0625	44,9	42,73	44,06

Man ersieht, dass auch bei der grossen Druckhöhe die Uebereinstimmung der Versuchs- und Rechnungsergebnisse noch befriedigend ist. Den Widerstandskoeffizienten ζ konnte ich bei diesen Versuchen nicht bestimmen, ich habe aber Grund zu vermuthen, dass der Werth $\zeta = 0,100$, wie er sich bei den oben aufgeführten Versuchsreihen mit geringerer Druckhöhe ergab, etwas zu klein ist, da bei vorliegenden Versuchen das Wasser erst durch ein, mindestens 1 Met. langes Rohr nach der Ausflussmündung gelangte. Daher wurden nach vorstehender Tabelle die Werthe von ζ auch unter der Voraussetzung berechnet, dass $\zeta = 1,130$ zu setzen sei. Aus dem Vergleich der berechneten Werthe ist übrigens ersichtlich, wie sehr eine geringe Veränderung der Widerstände von Einfluss auf den Vacuummeterstand ist.

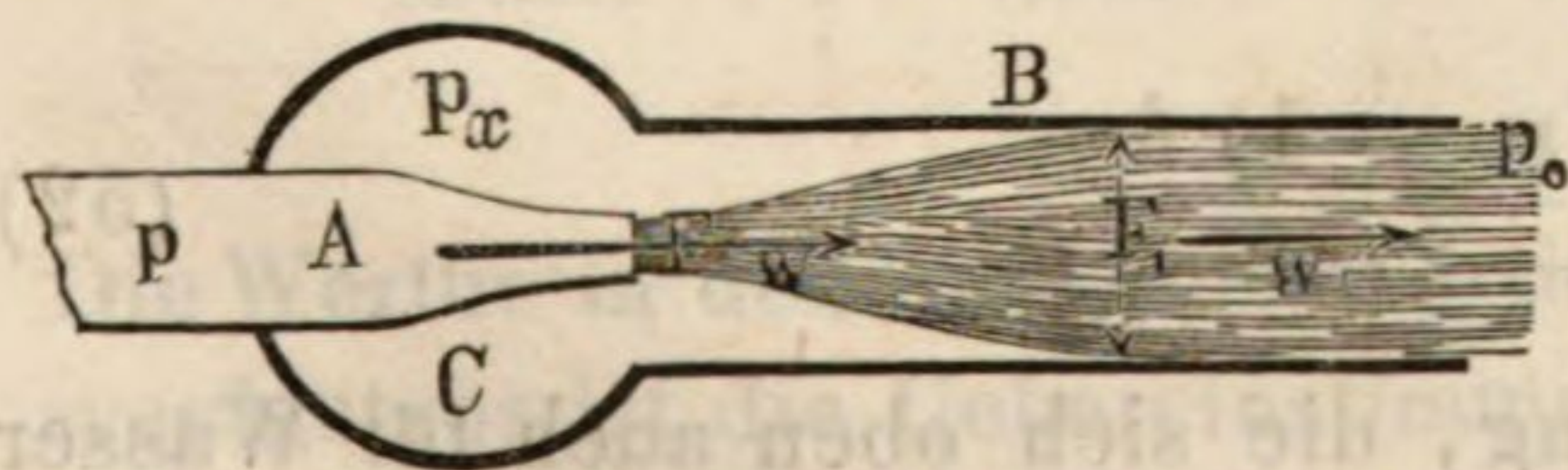
Schliesslich sei noch erwähnt, dass bei den Versuchen mit hohem Drucke die Wirbelerscheinungen im Ansatzrohre sehr schön auftraten, besonders bei demjenigen der drei Ansatzröhren, welches den geringsten Durchmesser hatte. Das Wasser erschien während seines Durchströmens durch das Glasrohr vollständig milchweiss und diese Färbung hatte der Strahl noch nach dem Verlassen des Rohres auf eine längere Strecke hin. Bei kleinen Druckhöhen erscheint das Wasser im Rohre nur hauchartig getrübt.

B. Der Dampf als saugende Flüssigkeit.

Strömt aus der Mündung F des Rohres A (Holzst. Fig. 19) Dampf aus, so bestimmt sich, wenn man annimmt, das Ansatzrohr B münde direct ins Freie, der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse C nach der allgemeinen Gleich. (37) S. 101

$$p_0 - p_x = \frac{2\gamma_1 (m - 1) (p - p_0)}{(1 + \zeta) \gamma m^2 - 2\gamma_1 (m - 1)};$$

Fig. 19.



in welcher Gleichung $p - p_0$ den Ueberdruck des Dampfes im Rohre A über den äussern Atmosphärendruck darstellt. Wird der Ueberdruck in beiden Fällen durch Quecksilbersäulen gemessen, wie das

bei meinen Versuchen geschehen ist und bezeichnet ξ den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse C und h den Dampfüberdruck im Rohre A , so schreibt sich vorstehende Gleichung auch:

$$\xi = \frac{2\gamma_1 (m - 1) h}{(1 + \zeta) \gamma m^2 - 2\gamma_1 (m - 1)}. \quad (50)$$

In diese Gleichung kann 760 h für h gesetzt werden, wenn h den Dampfüberdruck in Atmosphären, statt in Millimeter Quecksilbersäule darstellen soll.

Nach den Entwicklungen auf S. 98, aus denen diese Formel hervorging, ist ζ der Widerstandscoefficient für den Durchgang der Flüssigkeit durch die Mündung F und γ_1 die Dichtigkeit derselben, also hier des Dampfes im Ansatzrohre B .

Für den Werth γ soll man ferner, da man es hier mit dem Ausströmen des Dampfes in einen Raum zu thun hat, in welchem nahezu atmosphärische Pressung herrscht, setzen

$$\gamma = \beta (a + p)$$

wie am Schlusse des ersten Capitels dieses Abschnittes S. 94 gezeigt wurde. Setzt man die Dampfspannung p in Atmosphären ein, so soll angenommen werden

$$\beta = 0,25804 \text{ und}$$

$$a = 1,39105$$

In Tabelle VIII S. 95 sind die Werthe von γ für verschiedene Dampfspannungen Ueberdruck berechnet und es wurde dort schon ausdrücklich hervorgehoben, dass der Werth γ nicht mit der Dichtigkeit des Dampfes im Zutrittsrohre A identisch ist, wie das bei tropfbar flüssigen Körpern angenommen werden kann.

Substituirt man $\gamma = \beta (a + p)$ in Gl. (50) und benutzt der Einfachheit wegen die Bezeichnung

$$\frac{1 + \zeta}{\gamma_1} \beta (a + p) = \alpha \quad (51)$$

so folgt auch:

$$\xi = \frac{2 (m - 1) h}{\alpha m^2 - 2 (m - 1)} \quad (52)$$

Das ist nun dieselbe Gleichung, die sich oben auch für Wasser herausgestellt hat oder allgemeiner für tropfbar flüssige Körper

überhaupt; der einzige Unterschied besteht nur darin, dass dort in Gl. (42) S. 103 die Grösse α constant ist und mit $1 + \zeta$ bezeichnet wurde, während hier bei Dämpfen diese Grösse, wie Gl. (51) vermuthen lässt, noch vom Dampfdrucke abhängt. Bestimmten Aufschluss hierüber können nur Versuche geben; die Widerstandscoefficienten ζ in Gl. (51) darf man ohne Zweifel constant annehmen, unbestimmt ist zunächst nur der Werth γ_1 d. h. die Dichtigkeit des Dampfes im Ansatzrohre *B*. Der Dampf ist während des Durchstreichens dieses Rohres wahrscheinlich im überhitzten Zustande und das Verhalten des Wasserdampfes in diesem Zustande ist uns noch ganz unbekannt. Trotzdem erlauben mir doch meine Versuche in Betreff des Werthes α und der Dichtigkeit γ_1 mich bestimmter auszusprechen.

Aus Gl. (52) berechnet sich durch einfache Umformung

$$\alpha = \frac{2 (m - 1)}{m^2} \cdot \frac{h + \zeta}{\zeta} \quad (53)$$

In Tabelle II S. 30 sind die Resultate meiner Versuche am geschlossenen Gehäuse zusammengestellt, die Tabelle enthält die beobachteten Werthe von ζ für verschiedene m und verschiedene Grösse der Dampfspannung h in Ueberdruck.

Die folgende kleine Tafel enthält die Werthe von α nach Gl. (53) nach einigen der angegebenen Versuche berechnet.

Tabelle XI.

Werthe von m	Dampfspannung im Zutrittsrohr. In Atmosphären Ueberdruck.		
	$\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$
16	1,255	1,431	1,598
50	1,280	1,426	1,477
100	1,257	1,378	1,490
144	1,256	1,379	1,467
Mittel:	1,262	1,403	1,508

Die Werthe in den einzelnen Verticalcolumnen sind nahezu gleich, wenigstens ist die Uebereinstimmung auffallend genug, wenn man beachtet, dass geringe Beobachtungsfehler im Werthe ζ nach

Gl. (53) schon beträchtliche Abweichungen im Werthe von α zur Folge haben. Die Tabelle ergibt daher das Resultat, dass die Grösse α in Gl. (53) nur von der Dampfspannung, nicht aber von dem Werthe m d. h. von dem Verhältniss des Rohrquerschnittes F_1 zum Mündungsquerschnitte abhängt; überdies zeigt sich, dass α langsam mit dem Dampfdrucke wächst. Mit Hülfe der in der vorstehenden Tabelle angegebenen Mittelwerthe von α lässt sich nun auch mit Hülfe von Gl. (51) auf die Veränderlichkeit von γ_1 schliessen, denn nach Tabelle VIII S. 95 ist für die oben angenommenen Dampfspannungen von $1/2$, 1 und $1 1/2$ Atmosphären Ueberdruck die Grösse $\beta (a + p)$ beziehungsweise 0,7460; 0,8750; 1,0040 und daher berechnet sich für die gleichen Dampfspannungen nach Gl. (51)

$$\frac{\gamma_1}{1 + \zeta} = \frac{\beta (a + p)}{\alpha} = 0,591; 0,624; 0,666$$

welche Werthe sich auch durch die empirische Formel

$$\frac{\gamma_1}{1 + \zeta} = 0,075 (6,380 + p) \quad (54)$$

berechnen lassen, wo p der wahre Dampfdruck im Zutrittsrohre in Atmosphären bedeutet. Benutzt man vorstehende Formel in Gl. (51) und setzt zugleich die dort angegebenen Werthe von α und β ein, so ergibt sich zur Bestimmung von α die empirische Formel:

$$\alpha = \frac{0,258 (1,391 + p)}{0,075 (6,380 + p)} \text{ oder wenn der Dampf-}$$

druck p in Atmosphären Ueberdruck angegeben ist, wie das früher bei der Angabe der Versuchsergebnisse der Fall war:

$$\alpha = 3,440 \cdot \frac{2,391 + p}{7,380 + p} \quad (55)$$

Nach dieser Formel folgt dann für unsere Versuche, bei denen die Dampfspannung von $1/4$ zu $1 1/4$ Atmosphäre Ueberdruck fortschreitet, folgende Uebersicht:

Tabelle XII.

Dampfspannung p Atmosphären Ueberdruck	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{4}$	1	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$	2
Werthe von α	1,191	1,262	1,328	1,392	1,451	1,507	1,560	1,610

Die empirische Formel (54) gestattet mir selbst einen Schluss zu ziehen über die Grösse des Widerstandscoefficienten ζ . Strömt nämlich der Dampf mit geringem Ueberdrucke aus, so ist anzunehmen, dass er nach dem Verlassen der Mündung F , die bei meinen Versuchen im Innern nach der Form des contrahirten Strahles abgerundet war, noch oder nahezu gesättigt ist. Nun entspricht aber dem gesättigten Dampfe von einer Atmosphäre Spannung nach der mechanischen Wärmetheorie der Werth $\gamma_1 = 0,6075$; setzt man diesen Werth in Gl. (54) und nehme ich für p den geringsten Dampfdruck, mit dem ich es bei meinen Versuchen zu thun hatte, nämlich $p = 1\frac{1}{4}$ Atmosphären, so berechnet sich $1 + \zeta = 1,062$ und sonach beträgt für Dampf der Widerstandscoefficient nahezu

$$\zeta = 0,062$$

und das ist derselbe Werth, den Weisbach für eine solche Mündung auch beim Ausfluss des Wassers gefunden hat.

Nach diesen Untersuchungen kann ich nun zur nähern Untersuchung der Gleichung:

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{\alpha m^2 - 2(m-1)} \quad (56)$$

übergehen. Zunächst ist durch Vorstehendes erwiesen worden, dass die Grösse α nur eine Funktion des Dampfdruckes ist und zwar, dass α sehr langsam mit der Spannung des Dampfes im Zutrittsrohre wächst.

Daraus folgt nun zuerst, dass die Verdünnung ξ mit dem Dampfüberdruck h nahezu proportional wächst, wenn m constant ist. Das ist durch die oben (S. 31) angegebenen Versuche an dem Apparate Fig. 3, Taf. I vollständig bestätigt worden. So lange die Dampföffnung F und das Aufsatzrohr B die gleichen waren,

nahm die Luftverdünnung im Gehäuse C wirklich nahezu dem Dampfüberdruck proportional zu, wie am übersichtlichsten aus der graphischen Darstellung der Versuchsergebnisse in Fig. 7, Taf. I hervorgeht, in welcher der Dampfüberdruck als Abscisse, die Luftverdünnung für verschiedene Werthe von m als Ordinate aufgetragen wurde. Genau genommen sind die erhaltenen Curven, die fast als gerade Linien erscheinen jedoch Curven, die ihre concave Seite gegen die Abscissenaxe kehren, weil der Werth α in unserer Formel eben langsam mit der Dampfspannung zunimmt.

Noch besser stellt sich die Uebereinstimmung der Resultate unserer Formel mit den Versuchsergebnissen (Tab. II S. 30) heraus durch folgende kleine Uebersicht, welche die beobachteten und berechneten Werthe von ξ für einige Werthe von m enthält. Bei Benutzung der Formel (56) wurde dabei der Werth α nach Gl. (55) bestimmt.

Tabelle XIII.

Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck	$m = 16$		$m = 72$		$m = 225$	
	Beobacht.	Berechnet	Beob.	Berechn.	Beob.	Berechn.
$\frac{1}{4}$	22,20	20,73	4,58	4,47	1,47	1,42
$\frac{1}{2}$	39,43	39,30	8,00	8,43	2,70	2,68
$\frac{3}{4}$	55,07	55,16	11,60	12,00	3,80	3,82
1	70,20	69,86	14,90	15,25	4,83	4,86
$1\frac{1}{4}$	82,67	83,46	18,25	18,28	5,87	5,83
$1\frac{1}{2}$	95,00	96,12	21,82	21,10	6,77	6,73
$1\frac{3}{4}$	108,25	108,02	25,18	23,77	7,80	7,59

Interessanter ist die Untersuchung, welchen Einfluss der Querschnitt F_1 des Aufsatzrohres B und der Querschnitt F der Dampföffnung oder vielmehr das Verhältniss $m = F_1 : F$ auf die Verdünnung im Gehäuse C hat. (Wir legen von jetzt an die Fig. 3, Taf. I und die Bezeichnungen in derselben den weiteren Betrachtungen zu Grunde.) Die sämtlichen Versuchsergebnisse sind in Fig. 8, Taf. I graphisch aufgetragen, indem die Werthe m als Abscissen, die Werthe ξ als Ordinaten angenommen und alle Punkte verbunden wurden, die für den gleichen Dampfdruck gelten. Die Gleichungen aller der erhaltenen Curven sind sonach in Gl. (56) enthalten, wenn darin der entsprechende Werth des Dampfüber-

druckes h und der zugehörige constante Werth von α substituirt wird. Um zuerst zu zeigen, dass der allgemeine Verlauf der auf Grund der Versuche dargestellten Curven auch durch die Werthe der Gl. (56) Bestätigung findet, ist folgende kleine Tabelle berechnet worden; sie giebt die Werthe ξ für verschiedene Werthe von m bei den Dampfspannungen von $1/4$, 1 und $1\frac{3}{4}$ Atmosphären Ueberdruck.

Tabelle XIV.

Werthe von m	Dampfspannung in Atmosphären Ueberdruck					
	$1/4$		1		$1\frac{3}{4}$	
	Beobacht.	Berechnet	Beobacht.	Berechnet	Beobacht.	Berechnet
8	44,07	42,75	123,33	141,70	202,50	216,91
16	22,20	20,73	70,20	69,86	108,25	108,02
32	10,97	10,18	34,40	34,56	56,58	53,70
50	6,65	6,47	21,48	22,02	36,15	34,28
64	5,32	5,04	17,68	17,18	27,82	26,75
72	4,58	4,47	14,90	15,25	25,18	23,77
100	3,25	3,21	11,08	10,97	17,62	17,10
112,5	2,67	2,85	9,27	9,74	15,93	15,19
144	2,22	2,23	7,68	7,60	12,30	11,86
225	1,47	1,42	4,83	4,86	7,80	7,59

Man erkennt aus dem Vergleiche der beobachteten und berechneten Werthe die gute Uebereinstimmung; nur beim kleinsten Werthe von m finden grössere Abweichungen statt; das hat seinen Grund darin, dass bei engem Aufsatzrohr der Vacuummeterstand schwer abzulesen war, in diesem Falle war die Flüssigkeitssäule im Vacuummeter sehr unruhig. Ich habe mich darüber schon auf S. 33 ausgesprochen. Die vorstehenden Tabellen zeigen, dass unsere Gleichung die Erscheinung vollständig erklärt und dass sie den Verlauf der Curven genau darlegt.

Es soll nun die Gleichung

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{\alpha m^2 - 2(m-1)} \quad (56)$$

benutzt werden, den Gang der Curven ausserhalb der Versuchsgrenzen zu verfolgen.

Die Gleichung ergiebt für $m = 1$ den Werth $\xi = 0$, sobald also das Aufsatzrohr die gleiche Weite, wie die Mündung hat,

findet keine Luftverdünnung statt (s. S. 32 oben); mag der Dampfdruck im Dampfzutrittsrohr noch so bedeutend sein. Sämmtliche Curven der Fig. 8, Taf. I beginnen sonach ihren Lauf bei $m = 1$.

Die Differentiation der vorstehenden Gleichung in Hinsicht m unter der Voraussetzung, dass der Dampfdruck h also auch α constant ist, ergiebt

$$\frac{d \xi}{d m} = \frac{2 \alpha m (2 - m) h}{(\alpha m^2 - 2(m - 1))^2} \quad (57)$$

Hieraus folgt, da für $m < 2$ der Differentialquotient positiv ist, von $m = 1$ an ein Aufsteigen der Curven; für $m > 2$ ist der Quotient negativ, folglich nähern sich die Curven von $m = 2$ an fortwährend der Abscissenaxe.

Für $m = 2$ ergeben alle Curven, mit welcher Spannung der Dampf also auch ausströmt, ein Maximum für die Luftverdünnung im geschlossenen Gehäuse und zwar findet sich der entsprechende Maximalwerth von ξ aus Gl. (56), wenn dort $m = 2$ gesetzt wird:

$$\xi_{max} = \frac{h}{2\alpha - 1}$$

So ist z. B. bei einer Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosphären Ueberdruck $h = 190$ Millimeter und nach Obigem bei unserm Apparate $\alpha = 1,191$, daher folgt für die unterste Curve der Fig. 8, Taf. I die grösste Ordinate bei $m = 2$

$$\xi_{max} = 137,4$$

Das Maximum der Luftverdünnung im geschlossenen Gehäuse tritt nach den vorstehenden Entwicklungen ein, wenn der Querschnitt F_1 des Ansatzrohres doppelt so gross, als der Querschnitt der Dampföffnung F ist; bezeichnen wir die Durchmesser beider, den des Rohres mit d_1 , den der Mündung mit d , so ist zur Herstellung der grössten Luftverdünnung

$$d_1 = d \sqrt{2}$$

zu wählen. In Wirklichkeit kann man jedoch diese grösste Luftverdünnung durchaus nicht erreichen, bei meinen Versuchen ergaben sich bei $m = 4$ schon die auffallendsten Erscheinungen,

starke Erschütterungen des Apparates, heftige Schwankungen der Flüssigkeitssäulen in den Vacummeteru u. s. f. (s. S. 34).

Für sehr grosse Werthe von m geht Gl. (56) in die folgende über, wenn 1 gegen m vernachlässigt wird:

$$\xi = \frac{2h}{\alpha m}$$

Sämmtliche Curven nähern sich also bei grossen Werthen von m , d. h. bei sehr weiten Aufsatzröhren und enger Dampföffnung gleichseitigen Hyperbeln. Die vorstehenden Betrachtungen gelten übrigens auch für tropfbar flüssige Körper, in diesem Falle ist in Gl. (56) der Werth α constant, wie sich früher herausstellte. Man kann selbst für Dämpfe innerhalb gewisser Grenzen der Dampfspannungen α constant setzen; so liegt z. B. bei Locomotiven die Dampfspannung im Blasrohr wohl meist innerhalb der Grenzen von $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{10}$ Atmosphären Ueberdruck und hier lässt sich dann recht wohl für α der mittlere Werth 1,25 benutzen.

Zum Schluss der Betrachtungen über die Luftverdünnung bei geschlossenem Gehäuse sei noch bemerkt, dass im Vorstehenden sich zugleich die vollständige Theorie des Danchell'schen Manometers ergeben hat (Holzst. Fig. 5 S. 8). In der Wahl des Werthes m für dieses Instrument hat man es in der Hand, die Entfernung der Theilstriche von Atmosphäre zu Atmosphäre vor der Herstellung ohngefähr festzustellen. Die Theilstriche rücken, wie Gl. (56) lehrt, freilich wegen Veränderung des Werthes α mehr und mehr zusammen, je höher die Dampfspannung ist.

Drittes Capitel.

Theorie der Vorgänge bei den Versuchen mit offenem Gehäuse.

A. Untersuchung der saugenden Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen überhaupt.

Nach den Vorbereitungen im vorigen Capitel kann nun zu den Entwicklungen des allgemeinen Falles geschritten werden, Entwicklungen, die allerdings nur angenäherte sein können, weil die Vorgänge, mit denen man es hier zu thun hat, ausserordentlich complicirt sind. Es werden sich aber Formeln ergeben, die be-

sonders für den vorliegenden speziellen Zweck vollkommen genügen und durch die früher aufgeführten Versuchsergebnisse bestätigt werden.

Aus dem Rohr *A* (Holzst. Fig. 20) strömt irgend eine Flüssigkeit durch das Ge-

häuse *C* nach dem weitem Rohre *B* hin. Ist *p*, wie früher der spezifische Druck im Rohre *A* und *p_x* derjenige im Gehäuse *C*, so findet sich die Ausflussgeschwindigkeit nach der Gleichung:

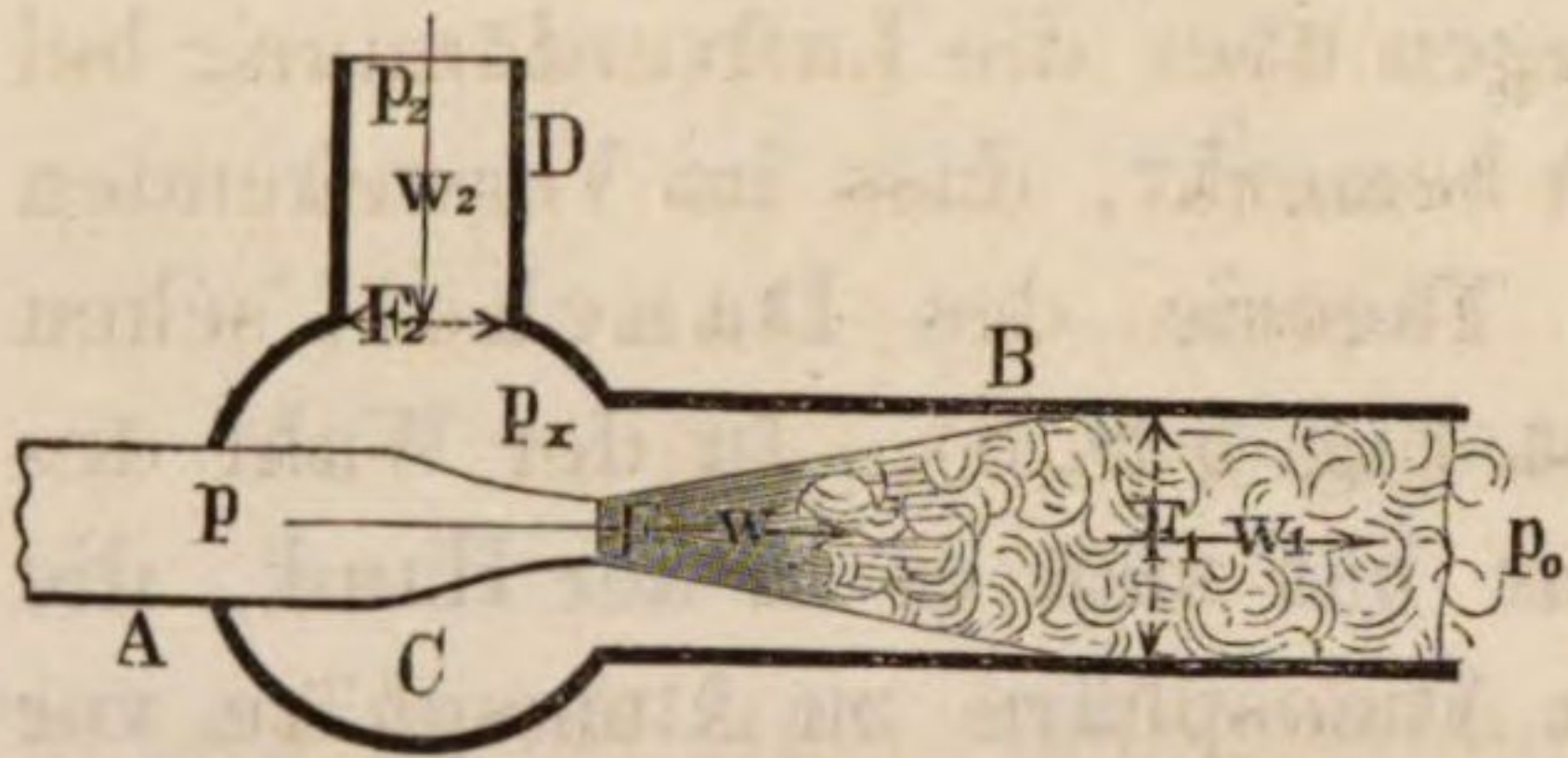
$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p - p_x}{\gamma}$$

oder wenn auf die Widerstände in der Ausflussmündung *F* Rücksicht genommen und der Widerstandscoefficient mit ζ bezeichnet wird

$$(1 + \zeta) \frac{w^2}{2g} = \frac{p - p_x}{\gamma}$$

dieselbe Gleichung, die schon auf S. 98 gegeben wurde; auch die Bedeutung, welche hier dem Werthe γ zugelegt werden soll, ist auf S. 98 schon hervorgehoben worden.

Fig. 20.



Nennt man ferner γ_o die Dichtigkeit des Quecksilbers und multiplicirt und dividirt man die rechte Seite der letzten Gleichung mit γ_o so folgt

$$(1 + \zeta) \frac{w^2}{2g} = \frac{\gamma_o}{\gamma} \cdot \frac{p - p_x}{\gamma_o}$$

Der Werth $\frac{p - p_x}{\gamma_o}$ repräsentirt aber die Höhe einer Quecksilbersäule, welche den Ueberdruck der Flüssigkeit im Zutrittsrohr *A* über den Druck im Gehäuse *C* angiebt. Bezeichne ich diesen Ueberdruck in Quecksilbersäule gemessen mit x so folgt

$$(1 + \zeta) \frac{w^2}{2g} = \frac{\gamma_o}{\gamma} \cdot x \quad (58)$$

In das Gehäuse *C* mündet nun seitwärts ein Rohr *D* ein, das fernerhin das „Saugrohr“ genannt werden soll. Wegen des verminderten Druckes im Gehäuse *C* wird durch dieses Rohr aus irgend einem Gefässe eine andere Flüssigkeit herbeigesaugt. Im Gehäuse *C* mischt sich diese angesaugte Flüssigkeit mit der saugenden Flüssigkeit, die durch die Mündung *F* ausströmt; beide Flüssigkeiten strömen dann durch das Ansatzrohr *B* ab.

Es sei nun:

p_2 der Druck, unter welchem die angesaugte Flüssigkeit in das Gehäuse *C*, in welchem der Druck p_x herrscht, eintritt;

γ_2 die Dichtigkeit dieser Flüssigkeit im Saugrohr *D*;

F_2 der Querschnitt der Mündung, durch welche diese Flüssigkeit in das Gehäuse *C* tritt. Endlich sei

w_2 die Geschwindigkeit, mit welcher die Flüssigkeit durch die Mündung F_2 fließt.

Man hat dann hier wieder allgemein die Gleichung

$$\frac{w_2^2}{2g} = \frac{p_2 - p_x}{\gamma_2}$$

oder wenn auch hier auf die Widerstände beim Durchgang durch das Saugrohr Rücksicht genommen werden soll, und κ der entsprechende Widerstandscoefficient ist

$$(1 + \kappa) \frac{w_2^2}{2g} = \frac{p_2 - p_x}{\gamma_2}$$

Die rechte Seite dieser Gleichung schreibt sich aber auch in folgender Art, wie leicht ersichtlich ist.

$$(1 + \kappa) \frac{w_2^2}{2g} = \frac{\gamma_o}{\gamma_2} \left\{ \frac{p - p_x}{\gamma_o} - \frac{p - p_o}{\gamma_o} + \frac{p_2 - p_o}{\gamma_o} \right\}$$

Dabei soll p_o den spezifischen Druck vor dem Ansatzrohre B darstellen; mündet das Rohr ins Freie, wie das meist der Fall ist, so ist p_o der Atmosphärendruck.

Die 3 Glieder innerhalb der Klammer repräsentiren wieder Quecksilbersäulen, die wir beziehungsweise mit x , h und h_2 bezeichnen werden und zwar ist:

$$x = \frac{p - p_x}{\gamma_o},$$

wie vorhin der Ueberdruck im Zutrittsrohre A über den Druck im Gehäuse in Quecksilbersäule gemessen.

$$h = \frac{p - p_o}{\gamma_o}$$

giebt ferner den Ueberdruck in Quecksilbersäule im Zutrittsrohre A über den Druck vor der Ausmündung des Ansatzrohres B und endlich ist

$$h_2 = \frac{p_2 - p_o}{\gamma_o}$$

der Ueberdruck im Saugrohre D vor der Einmündung F_2 in das Gehäuse C über den Druck vor der Ausmündung des Ansatzrohres.

Die Substitution in die letzte Gleichung ergibt nun:

$$(1 + \kappa) \frac{w_2^2}{2g} = \frac{\gamma_o}{\gamma_2} (x - h + h_2) \quad (59)$$

Wäre der Werth x bekannt, der wesentlich vom Drucke p_x im Gehäuse C abhängt, so liessen sich die Geschwindigkeiten w und w_2 nach den Gleichungen (58) und (59), berechnen, d. h. die Geschwindigkeit mit der die saugende und diejenige, mit der die angesaugte Flüssigkeit in das Gehäuse tritt. Die Bestimmung der Grösse x erfordert aber die Aufstellung einer dritten Gleichung. Es sei γ_1 die Dichtigkeit der Flüssigkeit im Innern des Gehäuses C und des Ansatzrohres B , also die Dichtigkeit der Mischung; diese Dichtigkeit wird nicht an allen Stellen die gleiche sein, doch

bleibt nichts Anderes übrig, als eine gewisse mittlere Dichtigkeit γ_1 hier den Betrachtungen zu Grunde zu legen, wenn man es mit Gasen und Dämpfen zu thun hat, wenn überhaupt bei der betreffenden Vorrichtung beide Flüssigkeiten, die saugende sowohl, wie die angesaugte von gleicher Art sind, also beide tropfbar flüssig oder beide luft- oder dampfförmig. Sollte man es, wie beim Giffard'schen Injector, mit plötzlichen Dichtigkeitsänderungen zu thun haben, so bedeutet unser γ_1 die Dichtigkeit nach der Aenderung. Bei Giffard's Dampfstrahlpumpe tritt durch die Mündung F Dampf aus, die angesaugte Flüssigkeit ist kaltes Wasser und der Dampf condensirt sich unmittelbar nach dem Austritt aus der Mündung; in diesem Falle ist γ_1 die Dichtigkeit des Wassers, des angesaugten sowohl als diejenige des durch Condensation entstandenen Wassers.

Ich verfolge nun zunächst die saugende Flüssigkeit, diejenige die durch die Mündung F kommt, auf ihrem Wege durch das Ansatzrohr B .

Im Innern des Rohres B ist der Druck p_x , vor dem Rohre p_o ; die Arbeit, die also in Folge des Constanthaltens des Druckes gewonnen wird, ist nach frühern Angaben

$$\frac{p_x - p_o}{\gamma_1}$$

Im Anfange wohnt aber der Gewichtseinheit Flüssigkeit schon die Arbeit

$$\frac{w^2}{2g}$$

inne, wenn wieder w die Geschwindigkeit darstellt, mit welcher die Flüssigkeit durch die Mündung F hindurchgeht; da nun ferner in Folge des plötzlichen Ueberganges aus der Geschwindigkeit w in die Geschwindigkeit w_1 im Ansatzrohre B nach Carnot die Arbeit

$$\frac{(w - w_1)^2}{2g}$$

verloren geht, so ergibt sich, wenn man noch mit Q das Gewicht der Flüssigkeit bezeichnet, die in der Zeiteinheit aus dem Zutrittsrohre A herbeikommt, die Arbeit, welche dieser Flüssigkeitsmenge während des Durchströmens des Rohres B innewohnt:

$$Q \left\{ \frac{p_x - p_o}{\gamma_1} + \frac{w^2}{2g} - \frac{(w - w_1)^2}{2g} \right\}$$

In gleicher Weise erhält man die Arbeit, welche der angesaugten Flüssigkeit innewohnt. Es sei Q_2 die Flüssigkeitsmenge, die in der Zeiteinheit herbeikommt und w_o die Geschwindigkeit, mit der sie sich aus dem Gehäuse C nach dem Rohre B hinbewegt, so folgt unmittelbar durch Analogie die gesuchte Arbeit:

$$Q_2 \left\{ \frac{p_x - p_o}{\gamma_1} + \frac{w_o^2}{2g} - \frac{(w_o - w_1)^2}{2g} \right\}$$

da die angesaugte Flüssigkeit sich unter denselben Druckverhältnissen und mit der gleichen Geschwindigkeit w_1 durch das Rohr B bewegt, wie die saugende Flüssigkeit.

Die Addition der letzten beiden Ausdrücke giebt die Arbeit, welche der Flüssigkeitsmischung, die in der Zeiteinheit durch das Ansatzrohr B strömt innewohnt; für diese Arbeit erhält man aber auch den Ausdruck:

$$(Q + Q_2) \frac{w_1^2}{2g}$$

und daher ergibt sich folgende Fundamentalgleichung:

$$\begin{aligned} (Q + Q_2) \frac{w_1^2}{2g} &= Q \left[\frac{p_x - p_o}{\gamma_1} + \frac{w^2}{2g} - \frac{(w - w_1)^2}{2g} \right] \\ &+ Q_2 \left[\frac{p_x - p_o}{\gamma_1} + \frac{w_o^2}{2g} - \frac{(w_o - w_1)^2}{2g} \right] \end{aligned}$$

Diese Gleichung ist aber für die gewöhnlichen Fälle einer Vereinfachung fähig. Die angesaugte Flüssigkeit verliert nämlich beim Eintritt in das weite Gehäuse C ihre Geschwindigkeit gewöhnlich gänzlich, man kann daher w_o der Null gleichsetzen; geschieht das in vorstehender Gleichung, so ergibt sich nach einigen einfachen Reductionen:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = 2 \left\{ \frac{Q}{Q + Q_2} \cdot \frac{ww_1}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right\} \quad (60)$$

Auch diese Gleichung bedarf weiterer Umformungen; diese Umänderungen will ich aber unter der ausdrücklichen Voraussetzung vornehmen, dass im Apparate keine plötzlichen Dichtigkeitsänderungen stattfinden. In allen Fällen, wo man bis jetzt Flüs-

sigkeitsstrahlen zum Ansaugen anderer Flüssigkeiten in der Praxis benutzt, kommen solche plötzliche Dichtigkeitsänderungen nur in einem Falle, nämlich bei Giffard's Injector vor; dieser Apparat ist nun schon an anderen Orten so gründlich untersucht worden, dass in dieser Schrift füglich von erneuten theoretischen Untersuchungen dieser Vorrichtung abgesehen werden kann. Die folgenden Betrachtungen gelten daher für alle bis jetzt bekannten hierher gehörigen Apparate mit Ausnahme des Giffard'schen Injectors; es liessen sich zwar die folgenden Formeln leicht so darstellen, dass sie auch für den Injector gelten, doch würden die Gleichungen, die ohnedies nicht einfach sind, dadurch unnöthiger Weise in complicirterer Form auftreten.

Finden nach der Voraussetzung keine plötzlichen Dichtigkeitsänderungen statt, so bestimmen sich leicht die Mengen der angesaugten und der saugenden Flüssigkeit.

Da F der Mündungsquerschnitt am Zutrittsrohre A , w die Geschwindigkeit der Flüssigkeit und γ_1 die Dichtigkeit ausserhalb der Mündung ist, so findet sich das Gewicht der Flüssigkeitsmenge, die in der Zeiteinheit ausströmt

$$Q = Fw\gamma_1$$

In gleicher Weise findet sich das Gewicht Q_2 der angesaugten Flüssigkeitsmenge, da F_2 der Mündungsquerschnitt am Saugrohre D und w_2 die Eintrittsgeschwindigkeit ist:

$$Q_2 = F_2 w_2 \gamma_1$$

Oder richtiger, wenn bei der Entwicklung auf meine Dampfversuche speziell Rücksicht genommen werden soll, bei denen die angesaugte Luft durch Mündungen in dünner Wand in das Gehäuse tritt:

$$Q_2 = \varphi F_2 w_2 \gamma_1$$

wobei unter φ der Contractionscoefficient verstanden werden soll. Tritt die angesaugte Flüssigkeit durch Röhren ein, wie das wohl meist der Fall in der Praxis sein wird, so ist in allen folgenden Ausdrücken $\varphi = 1$ zu setzen.

Beide Flüssigkeitsmengen $Q + Q_2$ strömen nun mit der Geschwindigkeit w_1 durch das Ansatzrohr B , dessen Querschnitt F_1 ist hindurch und daher folgt auch:

$$Q + Q_2 = F_1 w_1 \gamma_1$$

Die Verbindung der letzten drei Gleichungen ergibt nun

$$\frac{Q}{Q + Q_2} = \frac{Fw}{F_1 w_1}$$

und

$$F_1 w_1 = Fw + \varphi F_2 w_2$$

Führe ich noch die Bezeichnung für die Querschnittsverhältnisse ein, die schon früher bei Darlegung der Versuchsergebnisse im ersten Abschnitte benutzt wurde, setze ich nämlich wieder:

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_1}{F} &= m \\ \frac{F_2}{F} &= n \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

so ergeben die letzten beiden Gleichungen auch:

$$\frac{Q}{Q + Q_2} = \frac{w}{m w_1} \quad (62)$$

und

$$m w_1 = w + \varphi n w_2 \quad (63)$$

Benutzt man nun zunächst Gl. (62) bei Umformung der Hauptgleichung (60) so folgt

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = 2 \left[\frac{1}{m} \frac{w^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right]$$

Die linke Seite dieser Gleichung schreibt sich aber auch in folgender Art, wenn γ_o die Dichtigkeit des Quecksilbers bezeichnet:

$$\frac{p_o - p_x}{\gamma_1} = \frac{\gamma_o}{\gamma_1} \left[\frac{p - p_x}{\gamma_o} - \frac{p - p_o}{\gamma_o} \right] = \frac{\gamma_o}{\gamma_1} (x - h)$$

wo x und h Höhen von Quecksilbersäulen darstellen, deren Bedeutung schon oben S. 128 angegeben wurde; daher hat man

$$\frac{\gamma_o}{\gamma_1} (x - h) = 2 \left[\frac{1}{m} \frac{w^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right]$$

oder wenn man noch die Geschwindigkeit w_1 aus Gl. 63 bestimmt und hier substituirt:

$$\frac{\gamma_o}{\gamma_1} (x - h) = \frac{2}{m^2} \left\{ (m - 1) \frac{w^2}{2g} - \varphi^2 \cdot n^2 \frac{w_2^2}{2g} - 2 \varphi n \frac{w w_2}{2g} \right\} \quad (64)$$

Diese Gleichung in Verbindung mit den Gleichungen (58) und (59) löst nun die vorliegende Frage vollständig, denn es lassen sich jetzt die drei Unbekannten x , w und w_2 bestimmen; nach Gl. (63) findet sich dann w_1 und dann schliesslich nach den oben angegebenen Formeln die Menge der saugenden, wie die der angesaugten Flüssigkeit.

Die Verbindung der genannten drei Gleichungen führt nach einigen Reductionen und wenn man der Einfachheit wegen die folgende Bezeichnung einführt:

$$\frac{\gamma (1 + \zeta)}{\gamma_1} = \alpha \quad (65)$$

$$\frac{\varphi^2 \gamma (1 + \zeta)}{\gamma_2 (1 + \kappa)} = \beta \quad (66)$$

zu folgender Hauptgleichung:

$$[\alpha m^2 - 2(m - 1) + 2\beta n^2] x + 4n \sqrt{\beta x (x - (h - h_2))} = \alpha m^2 h + 2\beta n^2 (h - h_2) \quad (67)$$

und diese Formel gilt für alle Fälle, in denen die saugende und angesaugte Flüssigkeit, Flüssigkeiten gleicher Art sind, also beide tropfbar flüssig, wie Wasser und Wasser, oder beide luftförmig wie Luft und Luft, Dampf und Luft u. s. w.

Bevor auf die Anwendung vorstehender Formel zu näherer Erörterung unserer Versuchsergebnisse eingegangen werden soll, mag dieselbe zunächst in anderer Weise benutzt werden. Die Gleichung enthält, wenn man sie auf den Fall anwendet, wo die saugende sowohl, als die angesaugte Flüssigkeit Wasser ist, zunächst die ganze Theorie der Thomson'schen Wasserstrahlpumpe, die wir oben S. 6 beschrieben haben; hier ist die Dichtigkeit der Flüssigkeit an allen Stellen die gleiche und man hat dann statt der Gleichungen (65) und (66) einfacher

$$\alpha = 1 + \zeta$$

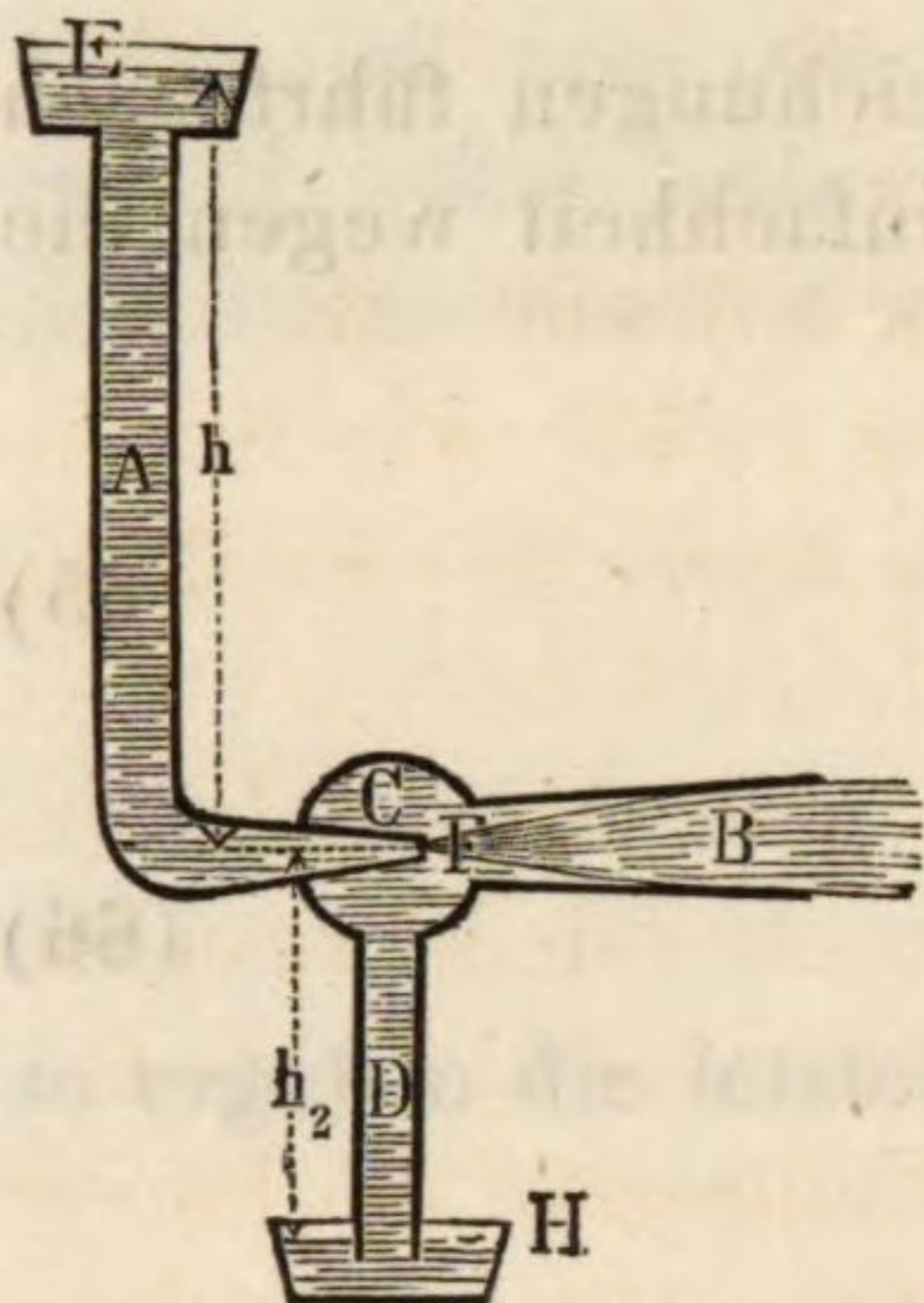
und weil keine Contraction hier stattfindet, da das angesaugte Wasser in einem Rohre herbeitritt $\varphi = 1$ und daher:

$$\beta = \frac{1 + \zeta}{1 + \kappa}$$

wo noch $\beta = 1$ wird, wenn wir näherungsweise die beiden Widerstandscoefficienten ζ und α gleichgross annehmen.

Der Werth h_2 ferner ist hier, da er den Ueberdruck vor der Einmündung des Saugrohres in das Gehäuse C (Holzst. Fig. 21)

Fig. 21.



über den äussern Atmosphärendruck repräsentirt (vorausgesetzt das Ansatzrohr mündet direct in's Freie), negativ in Rechnung zu führen und bedeutet dann einfach die Höhe, auf welche das Wasser angesaugt wird.

Unter dieser Voraussetzung lässt sich leicht für einen bestimmten Apparat, für den die Werthe m , n , h , h_2 und ζ wie α gegeben sind, die Gleichung in Hinsicht x auflösen. Dabei ist nur Folgendes zu bemerken. Eine nähere Betrachtung dieser Gleichung führt nämlich zu dem Resultate, dass beide Wurzeln, beide Werthe von x positiv ausfallen, dass aber von diesen Wurzeln jederzeit nur die kleinere bei dem vorliegenden Probleme Gültigkeit hat, weil nämlich, wie aus der ganzen Ableitung hervorgeht, das Wurzelglied in Gl. 67 immer positiv ist.

Vernachlässigt man die Widerstände und beachtet man das eben Erwähnte, so verwandelt sich die Gl. (67) für die Thomson'sche Wasserpumpe in folgende:

$$[m^2 - 2(m - 1) + 2n^2]x + 4n\sqrt{x(x - (h + h_2))} = m^2h + 2n^2(h + h_2) \quad (68)$$

Ist hieraus x berechnet, so findet sich unter den gleichen Voraussetzungen nach Gl. (58) die Wassergeschwindigkeit in der Ausflussmündung F

$$w = \sqrt{2gx}$$

weil wir hier unmittelbar die Druckhöhen in Wassersäulen messen. Ferner bestimmt sich die Geschwindigkeit des Wassers im Saugrohr D nach Gl. (59)

$$w_2 = \sqrt{2g(x - (h + h_2))}$$

Daher das Verhältniss der angesaugten zur saugenden Wassermenge:

$$\frac{Q_2}{Q} = \frac{F_2 w_2}{F w} = n \sqrt{\frac{x - (h + h_2)}{x}}$$

Endlich findet sich der Wirkungsgrad η dieser Pumpe

$$\eta = \frac{Q_2 h_2}{Q h}$$

Zur Prüfung vorstehender Formeln stehen mir leider gar keine Versuche zur Verfügung; James Thomson giebt zwar in den „*Reports of the British Association*“ 1852 eine kurze Beschreibung des Apparates und im Jahrgange 1853 der gleichen Schriften einige Versuchsergebnisse, jedoch fehlte hier und dort jede Angabe in Betreff der Dimensionen des Versuchsapparates. Aus den Versuchangaben erkennt man nur, dass bei dem Verhältniss $h_2 : h = 0,8$, der Saughöhe zur Druckhöhe der Maximalwirkungsgrad der Pumpe erzielt wurde und zwar betrug derselbe 0,182. Die Verbindung unserer Gleichungen führt aber zu dem Ergebniss, dass der Maximalwirkungsgrad nicht allein von dem Verhältniss $h_2 : h$, sondern auch von den Werthen m und n , d. h. vom Mündungsquerschnitte F und den Weiten des Ansatzrohres B und des Saugrohres D sowie von h selbst abhängt. Weitere Verwendung unserer Gleichungen in der zuletzt angedeuteten Richtung unterlassen wir hier, es mag genügen an einem numerischen Beispiele den Gebrauch der Formeln zu erläutern.

Es sei bei einer Thomson'schen Wasserstrahlpumpe $m = 4,0$ und $n = 0,6$, ferner sei die Druckhöhe $h = 10$ Meter und die Saughöhe $h_2 = 4$ Meter, dann findet sich (ohne Rücksicht auf hydraulische Widerstände) nach der oben gegebenen Gleichung

$$x = 15,00 \text{ und } 17,66$$

von beiden Werthen ist hier der kleinere zu benutzen. Man erhält dann im Weiteren

$$w = 17,155 \text{ und } w_2 = 4,429 \text{ Meter}$$

dann das Verhältniss der angesaugten zur saugenden Wassermenge:

$$\frac{Q_2}{Q} = n \cdot \frac{w_2}{w} = 0,155$$

und endlich den Wirkungsgrad:

$$\eta = \frac{Q_2 h_2}{Q h} = 0,062$$

Durch Einführung der Widerstandscoefficienten ζ und κ , die sich leicht nach hydraulischen Sätzen ermitteln lassen, wenn man die Dimensionen des Apparates kennt, wäre die obige Rechnung nur wenig verwickelter. Im Ganzen gelangt man bei Thomson's Wasserstrahlpumpe jederzeit auf geringe Wirkungsgrade, so dass der ganze Apparat technisch als unvortheilhaft erscheint; er zeichnet sich nur durch seine grosse Einfachheit aus. Eine weitere Discussion unserer Grundgleichung führt übrigens auch noch zu dem Resultate, dass der Apparat nur innerhalb enger Grenzen verwendbar ist.

B. Erklärung der saugenden Wirkung der Dampfstrahlen am Versuchsapparate.

Die allgemeine Gleichung (67), welche vorhin aufgestellt wurde, kann nun benutzt werden, die Erscheinungen näher zu erläutern, die sich bei meinen Versuchen an dem in Fig. 3, Taf. I dargestellten Apparate ergaben, als ich die Dampfstrahlen zum Ansaugen atmosphärischer Luft benutzte. Für diesen Fall vereinfacht sich aber die genannte Gleichung ausserordentlich.

In Formel (67) giebt h_2 den Ueberdruck vor der Einmündung F_2 , die in Fig. 3, Taf. I mit O bezeichnet ist, über den Druck vor der Ausmündung des Ansatzrohres, welches letzteres in der Figur das Aufsatzrohr B ist. Bei meinen Versuchen war nun die Mündung F_2 eine Mündung in dünner Wand, ausserhalb welcher der atmosphärische Druck herrscht; da nun der gleiche Druck auch ausserhalb des Aufsatzrohres B stattfindet, so bestimmt sich der genannte Ueberdruck $h_2 = 0$; für vorliegende Zwecke verwandelt sich sonach Gl. (67) einfach in folgende:

$$[\alpha m^2 - 2(m-1) + 2\beta n^2] x + 4n \sqrt{\beta x(x-h)} = [\alpha m^2 + 2\beta n^2] h$$

in welcher Gleichung die einzelnen Buchstaben die oben angegebene Bedeutung haben (S. 128 und 133).

Die Gleichung schreibt sich aber auch in folgender Form:

$$x \left\{ (\alpha m^2 - 2(m-1) + 2\beta n^2) + 4n \sqrt{\beta \cdot \frac{x-h}{x}} \right\} = [\alpha m^2 + 2\beta n^2] h \quad (69)$$

Das Wurzelglied innerhalb der Klammer kann nun aber bei allen weiteren Betrachtungen als sehr klein gegen die übrigen Glieder in der Klammer vernachlässigt werden, weil die Letztern die Werthe m und n im Quadrate enthalten, die Wurzelgrösse den Werth n nur in der ersten Potenz. Ferner ist x im vorliegenden Falle der Ueberdruck des Dampfes im Zutrittsrohre A über den Druck im Gehäuse C , während h den Ueberdruck des Dampfes im Rohre A über den äussern Atmosphärendruck darstellt; beide Ueberdrucke in Millimeter Quecksilbersäulen gemessen. Hieraus geht aber zugleich hervor, dass die Differenz $x - h$ nichts anderes ist, als der Werth den wir früher mit ξ bezeichnet haben, den ich am Vacuummeter meines Apparates beobachtet habe und der den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse während des Luftsaugens angiebt. Dieser Werth

$$\xi = x - h \quad (70)$$

ist nun jederzeit sehr klein gegen x und überdies um so kleiner gefunden worden, je grösser die Luftmündung, d. h. je grösser n war. Da nun überdies der Werth β nicht wesentlich von der Einheit verschieden ist, so folgt aus Allem, dass die Vernachlässigung des Wurzelgliedes in Gleichung (69) unbedenklich stattfinden kann und man erhält dann zur Bestimmung von x die einfache Gleichung:

$$x = \frac{(\alpha m^2 + 2\beta n^2) h^*}{\alpha m^2 - 2(m-1) + 2\beta n^2} \quad (71)$$

und hieraus ferner durch eine leichte Umformung den Werth $x - h$

*) Eine gründlichere Discussion der Gleichung (69) ergiebt, dass die beiden Wurzeln jederzeit positiv und dass sie sehr nahezu gleich sind. Da vermöge der ganzen Entwicklung das Vorzeichen des Wurzelgliedes in Gl. (69) immer positiv ist, so kommt hier nur die kleinere der beiden Wurzeln in Frage, es ist also jede Zweideutigkeit beseitigt. Der nach Gl. (71) berechnete Werth von x ist nun weder die eine noch die andere der beiden Wurzeln; es lässt sich aber beweisen, dass er fast genau das arithmetische Mittel aus beiden ist. Da aber beide Wurzeln in allen weiteren Anwendungen, mit denen wir es in der Folge zu thun haben, nur sehr wenig von einander verschieden sind, so ist es eben erlaubt, statt der kleinern Wurzel das Mittel aus beiden zu setzen.

oder die Verdünnung ξ im Gehäuse C in Millimeter Quecksilbersäule gemessen:

$$\xi = \frac{2 (m - 1) h}{\alpha m^2 - 2 (m - 1) + 2 \beta n^2} \quad (72)$$

In beiden Gleichungen haben die beiden Coefficienten α und β die Bedeutung, die durch die Gleichungen (65) und (66) gegeben sind.

Es mag nun zunächst untersucht werden, ob die Angaben der letzten Gleichungen durch die in Tabelle III aufgeführten Versuchsergebnisse bestätigt werden. Nehme ich zuerst an, die Luftöffnung im Gehäuse sei gänzlich geschlossen, es finde also kein Luftsaugen statt, so ist in Gl. (72) $n = 0$ und man erhält für ξ denselben Ausdruck, den ich direct abgeleitet und auf S. 118 Gl. (52) gegeben habe; hieraus folgt, dass der Coefficient α in Gl. (72) die gleiche Bedeutung, wie früher hat; dass dies ein Werth ist, der sich, wie S. 121 gezeigt hat, sehr langsam mit der Dampfspannung ändert und innerhalb gewisser Spannungsgrenzen selbst als constant angenommen werden darf. Ein Resultat, das übrigens auch aus Vergleich der beiden Formeln (65) S. 133 und (51) S. 118 unmittelbar hervorgeht.

Bei den vorliegenden Untersuchungen tritt nun in Gl. (72) noch ein zweiter Coefficient β auf, der nach Gl. (66) nach der Formel

$$\beta = \frac{\varphi^2 \gamma (1 + \xi)}{\gamma_2 (1 + \kappa)}$$

berechnet werden sollte. Da nun aber nach Gl. (65)

$$\alpha = \frac{\gamma (1 + \xi)}{\gamma_1}$$

ist, so findet sich durch Division

$$\beta = \frac{\varphi^2 \gamma_1}{\gamma_2 (1 + \kappa)} \alpha \quad (73)$$

Dabei ist nach Früherm φ der Contractionscoefficient für den Durchgang der Luft durch die Mündung in dünner Wand. (Luftmündung O im Gehäuse C Fig. 3, Taf. I.) Den Erfahrungen gemäss ist dieser Werth nahezu constant. Ferner ist γ_2 die Dichtigkeit der angesaugten atmosphärischen Luft und γ_1 die Dichtigkeit der

Mischung von Luft und Dampf im Innern des Gehäuses. Beide Werthe sind unzweifelhaft bei den verschiedenen Versuchen nur wenig verschieden gewesen. Was endlich den Werth des Widerstandscoefficienten α für den Durchgang der Luft durch die Luftmündung betrifft, so ist dieser Werth hier ohne Zweifel nahezu Null. Aus Allem folgt, dass der Coefficient β in Gl. (72) wohl nahezu unveränderlich sein wird (an unserm Versuchsapparate) und dass er sich, genau genommen nur sehr langsam mit der Dampfspannung im Zutrittsrohre ändern wird.

Das Gleiche ist aber mit α der Fall, daher wäre zunächst aus Gleichung (72) zu schliessen, dass „bei constanten Werthen von „ m und „ n , d. h. bei den gleichen Weiten der Dampf- und der Luftmündung, die Luftverdünnung im Gehäuse nahezu dem Dampfdruck (Ueberdruck) proportional ist.“

Dieses Ergebniss der Formel ist durch die Versuche bestätigt. (S. 40.) Die Curven in Fig. 9, Taf. II, in welchen als Abscissen die Dampfspannung h (Ueberdruck), als Ordinaten der beobachtete Vacuummeterstand ξ aufgetragen wurde, erscheinen bei dem Werthe $m = 32$ und bei verschiedenem Werthe von n wirklich fast genau als gerade Linien.

Untersuche ich nun, ob die Hauptgleichung (72) auch nach anderer Richtung hin die Versuchsergebnisse bestätigt.

Für eine bestimmte Dampfspannung h sind die Werthe α und β auch constant; für einen bestimmten Werth von m nun ist aus der Gleichung ersichtlich, dass mit einem Wachsen von n immer eine Abnahme von ξ verbunden ist. Bei der gleichen Dampf- und der gleichen Luftmündung musste sonach die Luftverdünnung im Gehäuse um so geringer ausfallen, je grösser der Querschnitt der Luftmündung war, durch die die Luft angesaugt wurde. Das bestätigen die Versuche ebenfalls. Die Curven in Fig. 10, Taf. II stellen die Abnahme des Vacuummeterstandes dar, die ich beobachtete, wenn der Dampfdruck im Zutrittsrohre 1 Atmosphäre betrug. Bei gleichem Werthe von m ist wie die Figur zeigt und wie auch die Formel ausspricht, die Luftverdünnung am grössten für $n = 0$, d. h. für das geschlossene Gehäuse; mit grösser werdender Luftmündung nähert sich aber die Curve asymptotisch der Abscissenaxe. Die Figur enthält eine Reihe solcher aus den Versuchswerten hervorgegangener Curven für verschiedene Werthe von m , die sich in merkwürdiger Weise durchschneiden; diejenigen

Curven für kleine Werthe von m beginnen ihren Lauf mit grösserm Werthe der Anfangsordinate, nähern sich aber viel schneller der Abscissenaxe als diejenigen Curven, welche den grössern Werthen von m entsprechen. Das Gleiche spricht auch Gl. (72) aus; für den Fall, dass m sehr gross gegen n ist, ergibt die Formel, weil dann das Glied $2\beta n^2$ weggelassen werden kann und ebenso m gegen m^2 verschwindet

$$\xi = \frac{2}{\alpha m} h$$

d. h. so lange bei einem grossen Werthe von m die Abscisse n klein ist, fällt ξ nahezu constant aus, die Curve läuft anfangs nahezu parallel zur Abscissenaxe hin; die Curven für $m = 100$ und 144 und $m = 225$ bestätigen das ebenfalls.

Genauere Betrachtung der Fig. 10, Taf. II ergibt ferner, dass jede einzelne, einem bestimmten Werthe von m entsprechende, Curve alle übrigen Curven einmal, aber auch nur einmal schneidet. Daraus folgt ein bemerkenswerther Satz: Denkt man sich nämlich für einen bestimmten Werth von n , z. B. $n = 16$, sei derjenige Werth von m zu bestimmen, bei welchem bei gegebenem Dampfdrucke, eine gewisse Luftverdünnung, d. h. ein bestimmter Vacuummeterstand $AB = \xi$ (Fig. 10, Taf. II) beobachtet werden soll, so ergibt die Figur zwei Werthe von m und zwar $m = 32$ und $m = 16$, beide zugehörigen Curven gehen nämlich durch den Punkt A hindurch.

Die Formel (72) giebt wieder dasselbe Resultat, dann löst man die Gleichung in Hinsicht m auf, so stösst man auf eine unrein quadratische Gleichung, deren Lösung auf zwei Werthe von m führt.

In gleicher Art wird die Richtigkeit unserer Grundformel auch durch die graphische Darstellung Fig. 11, Taf. II bestätigt, welche Figur auf S. 43 erläutert wurde. Die Curven geben das Gesetz der Veränderung der Luftverdünnung im Gehäuse sämmtlich bei der gleichen Dampfspannung von 1 Atmosphäre Ueberdruck. Die Werthe von m sind als Abscissen, die beobachteten Vacuummeterstände als Ordinaten aufgetragen und jede Curve entspricht einem bestimmten Werthe von n .

In Gleichung (72) ist jetzt daher, wenn das Gesetz dem die einzelnen Curven unterliegen, ermittelt werden soll, m als Urva-

riable und ξ als abhängige Variable und die Werthe n , h , α und β sind als constant zu betrachten.

Für $m = 1$ ist $\xi = 0$; sämtliche Curven gehen daher von einem Punkte der Abscissenaxe aus der um $m = 1$ vom Ursprung abliegt.

Differentiire ich ferner Gl. (72) in Hinsicht m und setze den ersten Differentialquotienten gleich Null, so bestimmte sich derjenige Werth von m , für welchen die Luftverdünnung im Gehäuse ein Maximum wird:

$$m = 1 + \sqrt{1 + 2 \frac{\beta}{\alpha} n^2} \quad (74)$$

Für $n = 0$ ergibt sich hieraus $m = 2$, d. h. bei vollständig geschlossenem Gehäuse, ohne Luftzuführung tritt das Maximum der Luftverdünnung ein, wenn der Querschnitt des Aufsatzrohres das Doppelte ist vom Querschnitte der Dampföffnung; ein Resultat, das sich früher schon direct ergeben hat.

Legt man aber Luftmündungen ein, so wird nach Gl. (74) der vortheilhafteste Werth von m um so grösser, je grösser n ist. Die Curven in Fig. 11, Taf. II bestätigen auch dieses Resultat*).

Da die Coefficienten α und β , wie sogleich die weiteren Untersuchungen zeigen werden, sich nur unbedeutend mit dem Dampfdrucke ändern, so ist der vortheilhafteste Werth von m für einen bestimmten Werth von n vom Dampfdruck nahezu unabhängig.

Ist n verhältnissmässig klein und m sehr gross, so ergibt Gl. (72) für die Luftverdünnung

$$\xi = \frac{2h}{\alpha m};$$

daraus ist zu schliessen, dass alle Curven der Fig. 11, Taf. II bei grossen Werthen der Abscissen in eine Curve verschwimmen und diese Curve ist eine gleichseitige Hyperbel. Dieses Zusammenrücken der einzelnen Curven ist schon an der Figur deutlich ersichtlich.

*) Die punktirten Ordinaten in der Figur, die den Maximalwerthen entsprechen, sind berechnet, unter Annahme derjenigen Werthe von α und β , welche weiter unten angegeben sind.

Die vorstehenden Betrachtungen zeigen also, dass die Veränderungen des Vacuummeterstandes bei unsern Versuchen für verschiedene Dampfspannungen und verschiedene Werthe von m und n sehr gut durch Gl. (72) dargestellt werden, wenn man die Annahme macht, dass die beiden Coefficienten α und β nahe constant sind; diese Annahme ist freilich direct zunächst nur für die Versuche bei geschlossenem Gehäuse in Betreff des Werthes α nachgewiesen worden.

Es bleibt daher noch übrig, die Annahme auch für die Versuche mit offenem Gehäuse zu prüfen, und rückwärts aus den Versuchen die Coefficienten α und β (für unsern Apparat) so zu bestimmen, dass die beobachteten Werthe des Vacuummeterstandes mit den Werthen verglichen werden können, die sich dann aus Formel (72) für ξ ergeben. Die obigen Betrachtungen haben zunächst nur den Nachweis geliefert, dass der allgemeine Verlauf der in Fig. 10 und 11, Taf. II unter Benutzung der Versuchsergebnisse dargestellten Curven durch die Gleichung bestätigt wird, wenn α und β als Grössen betrachtet werden, die sehr geringen Aenderungen unterworfen sind.

Nach Gl. (65) S. 133 ist α durch die Formel:

$$\alpha = \frac{\gamma(1 + \zeta)}{\gamma_1}$$

bestimmt, in welcher Gleichung die einzelnen Buchstaben die Bedeutung haben, die schon bei Betrachtung der Versuche mit geschlossenem Gehäuse S. 118 angegeben wurde. Wenn aber Luft in das Gehäuse tritt, wird jedenfalls eine, wenn auch geringe Aenderung des Werthes γ_1 , der die Dichtigkeit von Luft und Dampf im Innern des Gehäuses darstellt, eintreten. Daraus folgt schon, dass jedenfalls bei den Versuchen, mit denen wir es hier zu thun haben, der Coefficient α etwas verschieden von dem Werthe sich herausstellen wird, der bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse gefunden wurde.

Der Werth β ferner steht nach Gl. (73) S. 138 zu α in der Beziehung:

$$\beta = \frac{\varphi^2 \gamma_1}{\gamma_2(1 + \kappa)} \cdot \alpha \quad (75)$$

In dieser Formel ist κ der Widerstandscoefficient für den Eintritt der Luft durch die Mündung O (Fig. 3, Taf. I). Da diese

Mündung bei den Versuchen jederzeit „Mündung in dünner Wand“ war, so kann hier unbedenklich $\kappa = 0$ gesetzt werden. Die Dichtigkeit γ_2 der äussern atmosphärischen Luft und die Dichtigkeit γ_1 von Luft und Dampf im Innern des Gehäuses sind ferner ohne Zweifel nur wenig von einander verschieden, es lässt sich daher annehmen, dass näherungsweise die Gleichung

$$\beta = \varphi^2 \cdot \alpha$$

für unsere Versuche gesetzt werden kann. Würde die Luft durch ein Rohr angesaugt, dann würde der Widerstandskoeffizient κ freilich zu berücksichtigen sein, dann wäre aber der Contractionscoefficient $\varphi = 1$ und man hätte für geringe Pressungsunterschiede § statt Gl. (75) die einfachere Gleichung

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + \kappa} \quad (76)$$

eine Gleichung, von der bei den unten folgenden Betrachtungen Gebrauch gemacht werden soll.

Es fragt sich nun noch, welcher Werth für den Contractionscoefficienten φ in der Gleichung $\beta = \varphi^2 \alpha$ eingesetzt werden muss. Hier ist nun die Bestimmung schwer, da keine Versuche vorliegen, aus denen man für so grosse Mündungen, wie ich sie zum Theil benutzt habe (bis 8 Centimeter Durchmesser) auf die Grösse der Contraction schliessen könnte. Nach den neuesten Untersuchungen Weisbach's*) ergab sich für Kreismündungen von 1 bis 2,4 Centimeter Durchmesser und Druckhöhen von 0,05 bis 0,85 Meter Quecksilbersäule der Contractionscoefficient

$$\varphi = 0,555 \text{ bis } 0,787$$

zunehmend mit der Druckhöhe und dem Mündungsdurchmesser.

Da ich Mündungen von 1 bis 8 Centimeter Durchmesser benutzt habe und die Druckhöhen wesentlich von den Weisbach'schen verschieden waren, so kann ich leider die Weisbach'schen Angaben, die einzigen, die bis jetzt für grössere Mündungen gegeben wurden, nicht benutzen; aus den folgenden Ergebnissen möchte ich aber schliessen, dass bei den vorliegenden Verhältnissen der Contractionscoefficient φ beträchtlich grösser war, denn

*) Civilingenieur B. V. S. 7.

ich erhalte die beste Uebereinstimmung zwischen Versuchs- und Rechnungsergebnissen, wenn ich $\beta = \alpha$ setze; hieraus wäre zu schliessen, dass der Contractionscoefficient φ bei den grossen Mündungen, durch welche bei meinem Apparate die Luft angesaugt wurde, beinahe gleich Eins ist, dass also die Contraction hier beinahe verschwindet. Ich will jedoch diesen Schluss durchaus nicht ziehen; die Frage, um die es sich hier handelt, ist nur die, welche Werthe von α und β in die Gl. (72) einzusetzen sind, damit sie Werthe ergiebt, die mit den Versuchsergebnissen übereinstimmen, und dann vor Allen die Frage, ob diese beiden Coefficienten von m und n unabhängig sind und ob sie sich wirklich nur langsam mit der Dampfspannung ändern. Beide Fragen sind nach dem Folgenden zu bejahen. Es hat sich mir ergeben, dass Rechnungs- und Versuchsergebnisse recht gut übereinstimmen, wenn für die vorliegenden Versuche $\alpha = \beta$ gesetzt wird, also die Gl. (72) in folgender Form in Anwendung gebracht wird:

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{\alpha(m^2 + 2n^2) - 2(m-1)} \quad (77)$$

Nach dieser Formel sind die betreffenden Werthe in der folgenden Tabelle berechnet (Column B) und dazu sind aus Tabelle III, S. 37 in Column A die beobachteten Vacuummeterstände angegeben worden.

Dabei stellte sich heraus, dass man zu setzen habe

$\alpha = \beta = 1,463$ für Dampfspannungen von $1/2$ Atmosphäre Ueberdruck,

$\alpha = \beta = 1,588$ für 1 Atmosphäre und

$\alpha = \beta = 1,671$ für $1 1/2$ Atmosphäre Ueberdruck.

Diese Werthe stellen sich also beim Luftsaugen etwas grösser heraus, als ich für den Coefficienten α bei den Versuchen mit geschlossenem Gehäuse (S. 121) erhalten habe. Der Unterschied erklärt sich eben, wie schon vorhin hervorgehoben wurde, aus einer geringen Veränderung der Dichtigkeit γ_1 der Mischung von Luft und Dampf im Innern des Gehäuses.

Tabelle XV.

Dampf- spannung.	¹ / ₂				1				^{1 1} / ₂ Atmosph. Ueberdruck.			
	$n = 16$		64		16		64		16		64	
m	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
16	10,50	10,42	1,02	0,94	19,50	19,17	1,98	1,70	27,45	27,29	2,84	2,43
64	7,63	7,24	3,70	2,68	13,83	13,32	6,80	4,94	19,20	18,96	9,53	7,04
100	5,10	4,96	3,57	2,85	9,50	9,12	6,50	5,24	13,23	13,00	8,93	7,47
	$n = 2$		8		2		8		2		8	
32	15,73	16,39	13,07	14,51	30,60	29,88	25,30	26,66	44,67	42,51	37,93	37,94
50	10,87	10,43	9,43	9,94	20,03	19,17	17,73	18,28	29,17	27,30	26,53	26,02
72	7,70	7,24	6,93	7,07	14,13	13,32	13,17	13,01	20,90	18,97	19,60	18,53

Ein Vergleich der beobachteten Werthe des Vacuummeterstandes ξ (Col. A) mit den berechneten (Col. B) zeigt eine Uebereinstimmung, wie man sie kaum erwarten sollte, wenn man den ganz ausserordentlich verwickelten Vorgang sich vergegenwärtigt, mit dem man es hier beim Herbeisaugen atmosphärischer Luft durch Dampfstrahlen zu thun hat. Nur wenn beide Werthe m und n gross sind, treten etwas stärkere Differenzen hervor; es erklärt sich das aber einfach daraus, dass dann, wie Gl. (77) zeigt, die kleinste Unsicherheit in der Bestimmung von α von stärkerem Einfluss auf den Werth von ξ ist.

Es hätte vielleicht eine bessere Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werthen des Vacuummeterstandes noch erzielt werden können, wenn ich α und β wenig von einander verschieden angenommen hätte, damit wäre aber für die folgenden Untersuchungen kein weiterer Gewinn verbunden gewesen.

Es handelte sich hier nur um den Nachweis:

- 1) dass durch die Hauptgleichung (72) die durch den Dampfstrahl bewirkte Luftverdünnung sich zuverlässig genug bestimmen lässt und dass die Gleichung das Gesetz wirklich darlegt, nach welchem sich die Luftverdünnung mit den

Weiten der Dampf- und Luftmündung und des Aufsatzrohres, sowie mit der Dampfspannung ändert;

- 2) dass die beiden Coefficienten α und β von den Dimensionen des Apparates, d. h. von m und n als unabhängig betrachtet werden dürfen und dass sie sich so langsam mit der Dampfspannung im Zutrittsrohre ändern, dass man sie innerhalb gewisser Grenzen der Dampfspannung sogar als constant ansehen darf.

Beide Sätze können nach den obigen Untersuchungen als erwiesen betrachtet werden; speziell für unsern Apparat stellten sich überdies noch die beiden Coefficienten α und β sogar als gleich, oder wenigstens als nahezu gleich heraus.

C. Berechnung der angesaugten Luftmengen.

Nach allen diesen Vorbereitungen kann nun zu der Beantwortung derjenigen Frage übergegangen werden, die für unsere späteren Untersuchungen über die anfachende Wirkung des Locomotivenblasrohres von vorwaltender Bedeutung ist, nämlich zur Bestimmung der unter verschiedenen Verhältnissen vom Dampfstrahle angesaugten Luftmenge.

Nach Gl. (59) S. 128 bestimmt sich die Geschwindigkeit w_2 , mit welcher die Luft durch die Mündung O (Fig. 3, Taf. I) in das Gehäuse C tritt

$$w_2 = \sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_2} \frac{2g(x-h)}{1+\kappa}}$$

wenn man beachtet, dass im vorliegenden Falle die in Gl. (59) vorkommende Grösse h_2 Null ist (γ_0 repräsentirt die Dichtigkeit des Quecksilbers). Die Luftmündung hat den Querschnitt F_2 , der Contractionscoefficient ist mit φ bezeichnet worden, daher ist das Luftvolumen, das pro Sekunde eintritt (bei innerm Drucke gemessen)

$$V = \varphi F_2 w_2$$

oder weil nach der bekannten Bezeichnung

$$n = \frac{F_2}{F}$$

gesetzt wurde, auch:

$$V = \varphi F n w_2$$

Setzt man hier nun den für w_2 angegebenen Ausdruck ein, so folgt das Volumen der in der Sekunde angesaugten Luftmenge

$$V = \varphi F n \sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_2} \frac{2g(x-h)}{1+x}}$$

oder auch, weil nach Gl. (70) $x - h$ den Vacuummeterstand ξ in Quecksilbersäule darstellt

$$V = \varphi F n \sqrt{\frac{\gamma_0}{\gamma_2} \frac{2g\xi}{1+x}} \quad (78)$$

In dieser Formel sind für unsern Apparat, wenn angenommen wird, es sei bei den Versuchen stets die gleiche Dampfausströmungsöffnung benutzt worden, alle Werthe bis auf n und ξ unveränderlich. Wenn es daher nicht auf Bestimmung des absoluten Werthes der angesaugten Luftmenge, sondern nur auf Darlegung des Gesetzes ankommt, nach welchem sich die Luftmenge mit n , m und h ändert, so genügt es vollkommen, nur die Veränderungen des Werthes:

$$n \sqrt{\xi}$$

näher zu betrachten, wie das übrigens auch schon im ersten Abschnitte S. 46 hervorgehoben wurde. Bezeichne ich vorstehenden Werth mit V_r (relative Luftmenge) und führe ich den Werth von ξ nach Gl. (72) ein, so ergibt sich

$$V_r = \sqrt{\frac{2n^2(m-1)h}{\alpha m^2 - 2(m-1) + 2\beta n^2}} \quad (79)$$

für die relative Luftmenge; die wirkliche Luftmenge pro Sekunde findet sich aber nach Angabe der Gl. (78), wenn ich vorstehenden Ausdruck mit

$$\varphi F \sqrt{\frac{2g\gamma_0}{(1+x)\gamma_2}}$$

multiplicire.

In Tabelle V, S. 48 ist für jeden einzelnen Versuch die relative Luftmenge nach der Formel $n \sqrt{\xi}$ berechnet worden, indem

für ξ der beobachtete Werth des Vacuummeterstandes eingesetzt wurde. Da nun vorhin dargelegt worden ist, dass der berechnete Werth von ξ mit dem beobachteten übereinstimmt, so ist damit bewiesen, dass Gl. (79) auch die Werthe der Tabelle V darstellt, es bleibt daher nur noch übrig, auf Grund von Gl. (79) das Gesetz der Veränderung der angesaugten Luftmenge V_r spezieller zu untersuchen.

Nimmt man zunächst an, die Werthe m und n seien constant, so verändert sich die Luftmenge mit der Wurzel aus dem Dampfüberdruck; jedoch ist diese Annahme nur näherungsweise richtig, weil die Coefficienten α und β langsam mit dem Dampfdrucke zunehmen.

Setzt man ferner m constant voraus und ebenso den Dampfdruck h , so zeigt Gl. (79) das Gesetz, nach welchem die angesaugte Luftmenge sich mit dem Werthe von n ändert. Um das Gesetz bequemer übersehen zu lassen, habe ich schon oben auf S. 51 Fig. 12, Taf. II erläutert, in welcher Fig. die Luftmengen unter Benutzung der Versuchswerthe von ξ berechnet und als Ordinaten, hingegen die verschiedenen Werthe von n als Abscissen aufgetragen wurden. Die gleiche graphische Darstellung, die für die Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosphären Ueberdruck gilt, will ich auch hier den weiteren Betrachtungen zu Grunde legen (für andere Dampfspannungen erscheinen Curven ganz gleicher Form). Gleichung (79) erklärt jetzt den eigenthümlichen Verlauf der einzelnen Curven, die verschiedenen Werthen von m entsprechen, vollständig.

An den Curven für $m = 225$ und 144 ist ersichtlich, dass sie, soweit sie in der Fig. verfolgt werden können, nur wenig von der geraden Linie abweichen. Das bestätigt auch die Theorie, denn nimmt man an, m sei sehr gross gegen n , so lässt sich im Nenner auf der rechten Seite der Gl. (79) der Werth $2\beta n^2$ vernachlässigen und man erhält:

$$V_r = n \sqrt{\frac{2(m-1)h}{\alpha m^2 - 2(m-1)}}$$

Die angesaugte Luftmenge ist also unter der gemachten Voraussetzung dem Werthe n direct proportional. Der Wurzelausdruck stellt dann die trigonometrische Tangente desjenigen Winkels dar, um welchen die Curve

gegen die Abscissenaxe geneigt, soweit sie eben, vom Nullpunkte abgerechnet, als gerade Linie betrachtet werden darf. Uebrigens kann dabei noch hervorgehoben werden, dass der Werth unter dem Wurzelzeichen dann nahezu den Vacuummeterstand für den Fall darstellt, dass das Gehäuse geschlossen ist (Vergl. Gl. (52) S. 118).

Je kleiner aber der Werth von m ist, für welchen die Curve verzeichnet ist, um so stärkere Krümmung hat sie im Anfange ihres Verlaufes. Verlangt man den Verlauf der Curven für sehr grosse Werthe von n zu wissen, so lassen sich in Gl. (79) im Nenner die Glieder αm^2 und $2(m - 1)$ vernachlässigen und man erhält für die angesaugte Luftmenge unter dieser Voraussetzung:

$$V_r = \sqrt{\frac{(m - 1) h}{\beta}}$$

Daraus folgt, dass sämtliche Curven in Fig. 12, Taf. II horizontale Asymptoten haben, die um so weiter von der Abscissenaxe abliegen, je grösser m ist. Die beiden Curven für $m = 8$ und $m = 16$ bestätigen das Gesagte. Setzt man diese Werthe von m in die letzte Formel und nimmt entsprechend der Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosphäre Ueberdruck $h = 190$ Millimeter Quecksilbersäule, setzt man ferner diesem Drucke entsprechend $\alpha = \beta = 1,252$, dann giebt die letzte Gleichung für die Entfernung der Asymptote von der Abscissenaxe

für $m = 8$	$V_r = 32,59$
„ $m = 16$	$V_r = 47,71$

Beide Werthe finden ebenfalls durch die graphische Darstellung genau genug ihre Bestätigung. Welche weiteren Betrachtungen sich hieran knüpfen lassen, ist schon auf S. 52 hervorgehoben worden.

Schliesslich mag noch erwähnt werden, dass für einen bestimmten Werth von n und einen gegebenen Dampfdruck jederzeit zwei Werthe von m existiren, bei dessen Anwendung die gleiche Luftmenge angesaugt wird, denn die Auflösung der Gl. (79) führt in Betreff der Bestimmung des Werthes von m auf eine unrein quadratische Gleichung. Wäre sonach bei unserm Apparate für eine gewisse Weite der Dampf- und der Luftmündung die Weite des Aufsatzrohres so zu berechnen, so dass eine

bestimmte Luftmenge angesaugt wird, dann ergeben sich für die gesuchte Weite zwei Werthe; man kann sonach zwei verschiedene Aufsatzröhren anwenden; durch beide wird der gleiche Effect erzielt.

Dasselbe hätte man auch direct ohne alle Rechnung allein aus dem Verlaufe der Curven in Fig. 12, Taf. II schliessen können, da man ersieht, dass jede einzelne Curve alle übrigen einmal schneidet.

Es sollen nun auch noch diejenigen Curven näher betrachtet werden, welche in Fig. 13, Taf. II dargestellt sind und deren Verlauf wir früher auf S. 53 nur im Allgemeinen erläutern konnten.

Es geben hier wieder für die gleichen Versuche wie vorhin, d. h. für die Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosphären Ueberdruck die Ordinaten die angesaugten Luftmengen (Relativwerthe), als Abscissen hingegen sind die verschiedenen den Versuchen zu Grunde liegenden Werthe von m aufgetragen und jede der einzelnen Curven entspricht hier einem bestimmten Werthe von n .

Die Gleichung (79) ist als Gleichung dieser Curve zu betrachten, wenn n und h constant genommen wird. Man erkennt nun zunächst, dass die angesaugte Luftmenge für $m = 1$ Null ist; alle Curven der Fig. 13, Taf. II beginnen also bei einem Punkte der Abscissenaxe, der um $m = 1$ vom Ursprung abliegt, ihren Lauf. Für $m = \infty$ giebt die Gleichung für die Menge der angesaugten Luft ebenfalls Null; es nähern sich also sämtliche Curven asymptotisch der Abscissenaxe.

Bestimmt man in Gl. (79) den Werth m , für welchen die angesaugte Luftmenge V_r ein Maximum wird, so findet sich

$$m = 1 + \sqrt{1 + 2 \frac{\beta}{\alpha} n^2} \quad (80)$$

Das Maximum der angesaugten Luftmenge wird sonach bei einem um so grösseren Werthe von m erzielt, je grösser n ist.

Da bei unserm Versuchsapparate nach frühern Untersuchungen $\alpha = \beta$ angenommen werden kann, so ist für die in Fig. 13, Taf. II dargestellten Curven der vortheilhafteste Werth von m :

$$m = 1 + \sqrt{1 + 2n^2};$$

Für $n = 64, 32, 16$ giebt diese Gleichung beziehungsweise ein Maximum der angesaugten Luftmenge für:

$$m = 91,51 ; 46,26 ; 23,65$$

Alle diese Resultate bestätigt auch die graphische Darstellung.

Stellt man sich eine ganze Schaar von Curven der eben betrachteten Art vor, jede für einen andern Werth von n construirt, so liegen die Endpunkte der Maximalordinate in einer Curve, die in Fig. 13, Taf. II punktirt erscheint. Die Gleichung dieser Curve findet sich aus Gl. (80)

$$n = \sqrt{\frac{\alpha}{2\beta} [(m - 1)^2 - 1]}$$

Es ist das eine Hyperbel, deren Axe mit der Abscissenaxe zusammenfällt und deren Scheitel bei $m = 2$ liegt.

Die Resultate, auf welche bis jetzt die Discussion der beiden Hauptgleichungen (77) und (79) führte, von denen die eine den Vacuummeterstand, die andere die angesaugte Luftmenge ergab, konnten jederzeit mit unsern Versuchsergebnissen verglichen werden. Die Uebereinstimmung, die nach jeder Richtung hin sich herausstellte, ist nun wohl als Beweis der Richtigkeit unserer theoretischen Untersuchungen anzusehen und es wird nun erlaubt sein, die genannten Gleichungen auch zu weitem und solchen Schlüssen zu verwenden, die uns aus den Grenzen unserer Versuchsreihen herausführen, so dass eine directe Vergleichung der Rechnungs- und Versuchsergebnisse nicht mehr stattfinden kann.

Bei der Untersuchung der Curven auf Taf. II ist entweder m oder n constant gesetzt worden. Da nun die Beziehungen

$$m = \frac{F_1}{F} \quad \text{und} \quad n = \frac{F_2}{F}$$

stattfanden, wobei F , F_1 und F_2 beziehungsweise die Querschnitte der Dampföffnung, des Aufsatzrohres und der Luftöffnung darstellen, so haben wir im Obigen im Grunde genommen den Dampföffnungsquerschnitt F durchgängig als unveränderlich angenommen und bis jetzt nur nachgewiesen, welche Veränderungen im Vacuummeterstand und der angesaugten Luftmenge stattfinden, wenn das eine Mal der Querschnitt F_1 des Aufsatzrohres unverändert bleibt und verschiedene Querschnitte F_2 der Luftöffnungen angenommen werden (Fig. 10 und Fig. 12, Taf. II) oder wenn das andere Mal die gleiche Luftöffnung aber verschiedene Aufsatzröhren in Anwendung kommen (Fig. 11 und Fig. 13, Taf. II).

Für die praktische Anwendung der gewonnenen Sätze und zur Erzielung eines vollständigen Einblickes in die Vorgänge bei den Versuchen soll nun schliesslich noch die Frage behandelt werden, in welcher Art die Luftverdünnung im Gehäuse und die Menge der angesaugten Luft sich mit dem Querschnitte F der Dampfausströmungsöffnung bei gewissen constanten Werthen der Dampfspannung h und dem Querschnitte F_1 des Aufsatzrohres und desjenigen der Luftmündung F_2 ändert. Die Beantwortung dieser Frage führt dann schon näher derjenigen Frage, mit welcher man es bei Untersuchung der Wirkung des Locomotivenblasrohres zu thun hat.

Für diese Betrachtungen ist es vortheilhaft, die beiden Gleichungen (72) und (79) etwas umzuformen. Zu diesem Zwecke führe ich neben den Bezeichnungen:

$$m = \frac{F_1}{F} \text{ und } n = \frac{F_2}{F}$$

noch die Bezeichnung:

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{n}{m} = q$$

ein, und setze in die genannten Gleichungen $n = mq$; das giebt dann für die Höhe ξ der Quecksilbersäule im Vacuummeter:

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{m^2(\alpha + 2\beta q^2) - 2(m-1)} \quad (81)$$

und für die angesaugte Luftmenge (Relativwerth):

$$V_r = \sqrt{\frac{2q^2 m^2(m-1)h}{m^2(\alpha + 2\beta q^2) - 2(m-1)}} \quad (82)$$

Betrachtet man in beiden Gleichungen alle Werthe als unveränderlich, während einer gewissen Versuchsreihe, mit Ausnahme des Werthes m , indem man sich vorstellt, der Dampfmündungsquerschnitt F könne erweitert und verengt werden, so wird jedem bestimmten Werthe von F eine gewisse Luftverdünnung im Gehäuse entsprechen, die sich durch Gl. (81) ermitteln lässt. Der Werth m ist dem Querschnitte F umgekehrt proportional. Die Differentiation der Gleichung (81) in Hinsicht m führt dann zu dem Resultate, dass der Vacuummeterstand ξ für $m = 2$ jederzeit zu

einem Maximum führt, so dass also in Hinsicht der Luftverdünnung im Gehäuse der vortheilhafteste Werth von m unabhängig vom Dampfdrucke h und dem Querschnittsverhältnisse $q = F_2 : F_1$ ist. Denkt man sich für einen constanten Werth von h und q das Verhältniss m als Abscisse und die entsprechende Luftverdünnung ξ als Ordinate aufgetragen, so ergeben sich Curven genau von demselben Verlaufe, wie die in Fig. 8, Taf. I dargestellten, welche die Veränderungen der Luftverdünnung bei geschlossenem Gehäuse darstellen.

Andere, als die bisher erlangten Resultate treten aber auf, wenn man die Menge der angesaugten Luft für einen gegebenen Werth der Dampfspannung h und des Verhältnisses $q = F_2 : F_1$ für verschiedene Querschnitte F der Dampföffnung untersucht, also in Gl. (82) m veränderlich annimmt. Schon die oberflächliche Betrachtung dieser Gleichung zeigt, dass unter sonst gleichen Umständen mit einem Wachsen des Werthes m , d. h. mit einer Verminderung des Querschnittes F der Dampfausströmungsöffnung eine Zunahme der angesaugten Luftmenge verbunden ist. Ueberdies ist auch noch die Luftmenge um so grösser, je höher die Dampfspannung h und je grösser das Verhältniss q angenommen wird. Der letztere Werth ist aber im Ganzen von untergeordnetem Einfluss, sobald $q > 1$ ist. Nimmt man den Werth q sehr gross, so dass in Gl. (82) im Nenner die Glieder α und $2(m - 1)$ vernachlässigt werden können, so ist die Luftmenge nach der Formel

$$V_r = \sqrt{\frac{(m - 1)h}{\beta}}$$

zu berechnen und erscheint dann sogar von q ganz unabhängig, wie das übrigens schon auf S. 149 hervortrat.

Um den Verlauf der Veränderungen bequem übersehen zu lassen, sind in folgender Tabelle die berechneten Werthe der Luftmengen (Relativzahlen) zusammengestellt, die man erhält, wenn man die Dampfspannung im Zutrittsrohre zu $\frac{1}{4}$ Atmosphären Ueberdruck, also $h = 190$ Millim. annimmt. Nach frühern Angaben ist dann für unsern Apparat $\alpha = \beta = 1,252$ anzunehmen. Die Tabelle giebt V_r für $q = 1$ oder 2 oder ∞

Tabelle XVI.

Angesaugte Luftmengen, Relativwerthe. (Berechnet.)

Werthe von $m = \frac{F_1}{F}$	Werthe von		
	$q = \frac{F_2}{F_1} = 1$	$= 2$	$= \infty$
2	3,416	3,757	3,895
5	6,651	7,452	7,791
10	9,779	11,107	11,687
20	14,043	16,077	16,980
40	19,994	22,986	24,328
60	24,539	28,253	29,923
80	28,364	32,681	34,625
100	31,731	36,577	38,760

In Fig. 14, Taf. II sind die Werthe von m dieser Tabelle als Abscissen und die entsprechenden Luftmengen als Ordinaten aufgetragen.

Sowohl aus der Tabelle als aus der graphischen Darstellung ist ersichtlich, dass unter sonst gleichen Umständen der Querschnitt F der Dampfausströmungsöffnung von grossem Einfluss auf die Quantität der angesaugten Luftmenge ist. Je kleiner der Querschnitt F (je grösser also m ist) um so grösser ist diese Luftmenge. Würde, wie das beim Locomotivenblasrohr der Fall ist, mit einem Kleinerwerden der Dampföffnung zugleich eine Zunahme der Dampfspannung verbunden sein, so würden noch stärkere Veränderungen der Luftmengen hervortreten.

Zum Schluss soll nun noch die Gleichung, welche die Menge der angesaugten Luft ergibt, in eine neue Form und zwar in diejenige gebracht werden, die für die Untersuchungen über die Wirkungsweise des Locomotivenblasrohres, die geeignetste ist.

Ist F_2 der Querschnitt der Luftmündung, w_2 die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft in das Gehäuse tritt, ist ferner wieder φ der Contractionscoefficient und γ_1 die Dichtigkeit der Luft im Innern des Gehäuses, so findet sich das Gewicht der Luftmenge, die in der Sekunde eintritt und das fernerhin mit L bezeichnet werden soll annähernd:

$$L = \varphi F_2 w_2 \gamma_1$$

Fernerhin findet sich das Gewicht der Dampfmenge, das mit D bezeichnet wurde, annähernd:

$$D = F w \gamma_1$$

wobei wieder F den Dampfmündungsquerschnitt, w die Ausflussgeschwindigkeit und γ_1 die Dichtigkeit der Mischung von Luft und Dampf im Aufsatzrohre darstellt. Die Division beider Gleichungen ergibt

$$\frac{L}{D} = \varphi \frac{F_2}{F} \frac{w_2}{w}$$

Bezeichne ich wieder, wie früher das Verhältniss $F_2 : F$ mit n und setze hier für die Geschwindigkeiten w_2 und w die Werthe ein, die sich aus Gl. (59) und (58) ergeben, so folgt (weil für vorliegende Verhältnisse in Gl. (59) $h_2 = 0$ ist) nach einfacher Reduction:

$$\frac{L}{D} = n \sqrt{\frac{\varphi^2 \gamma (1 + \zeta)}{\gamma_2 (1 + \kappa)} \cdot \frac{x - h}{x}}$$

Nun habe ich aber nach Gl. (66) die einfache Bezeichnung:

$$\frac{\varphi^2 \gamma (1 + \zeta)}{\gamma_2 (1 + \kappa)} = \beta$$

eingeführt; es folgt daher unter Beibehaltung dieser Bezeichnung:

$$\frac{L}{D} = n \sqrt{\beta \frac{x - h}{x}} \quad (83)$$

Es ist jedoch nach Gl. (71)

$$x = \frac{(\alpha m^2 + 2\beta n^2) h}{\alpha m^2 - 2(m - 1) + 2\beta n^2}$$

und fernerhin nach Gleich. (70) und (72)

$$\xi = x - h = \frac{2(m - 1) h}{\alpha m^2 - 2(m - 1) + 2\beta n^2}$$

Die Substitution beider Ausdrücke in Gl. (83) führt sonach auf die Formel:

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{2\beta n^2 (m - 1)}{\alpha m^2 + 2\beta n^2}}$$

Dividirt man noch im Zähler und Nenner unter der Wurzel mit β und berücksichtigt, dass nach Gl. (73) S. 138

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\gamma_2(1 + \kappa)}{\varphi^2 \gamma_1}$$

gesetzt werden kann, so folgt endlich das Verhältniss der Luftmenge L zu der Dampfmenge, die das Herbeisaugen dieser Luftquantität bewirkt:

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{2n^2(m - 1)}{\frac{\gamma_2(1 + \kappa)}{\varphi^2 \gamma_1} m^2 + 2n^2}} \quad (84)$$

während speziell für die Versuche an unserm Apparate das Verhältniss $\alpha : \beta$ sich gleich 1 herausstellte, die Gleichung also noch einfacher in der Form

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{2n^2(m - 1)}{m^2 + 2n^2}}$$

zu schreiben wäre.

Die Gleichung (84) bildet eigentlich das Ziel aller meiner Untersuchungen. Sie liefert, und daher soll die Discussion derselben erst im nächsten Abschnitte folgen, vollständigen Einblick in die Wirkungsweise des Locomotivenblasrohres.

DRITTER ABSCHNITT.

DIE ANFACHENDE WIRKUNG DES LOCOMOTIVENBLASROHRES.

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{2a^2(n-1)}{f_1(1+m^2+2a^2)}}$$

180 - 181

181

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

181 - 182

(181)

181 - 182

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

181 - 182

181 - 182

DIE VERÄNDERUNG DER LUFT

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

Die Luft ist ein Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff, das in einem bestimmten Verhältnisse steht. Das Sauerstoff-Verhältnis ist in der Luft ein bestimmtes, das in der Luft ein bestimmtes ist.

Der in Fig. 3, Taf. I dargestellte Apparat, mit welchem ich die Versuche anstellte, deren Resultate im ersten Abschnitte vorgeführt wurden, stellt in einfacherer Form die Feuerungs- und Blasrohrvorrichtung einer Locomotive vor. Das Aufsatzrohr B ist die Esse, der Kamin; die Dampföffnung F ist die Blasrohröffnung; das Gehäuse C stellt die Rauchkammer dar und die Mündung O , durch welche die atmosphärische Luft durch den Dampfstrahl angesaugt wurde, ist bei Locomotiven durch den Gesamtquerschnitt der Heizröhren ersetzt. Darf man daher die im vorigen Abschnitte abgeleiteten Formeln bei Beurtheilung der Wirkung des Locomotivenblasrohres anwenden (und dass es erlaubt ist, wird sich sogleich herausstellen), so bedeutet von jetzt an, wenn die frühere Bezeichnung beibehalten wird, F den Querschnitt der Blasrohröffnung, F_1 ist der Querschnitt der Esse und F_2 stellt die Summe der Querschnitte sämtlicher Heizröhren dar. Der Dampfdruck im Zutrittsrohre (am Apparate), den ich durch h bezeichne und in Millimeter Quecksilbersäule, Ueberdruck, gemessen habe, ist bei Locomotiven der sogenannte Blasrohrdruck. Wäre dieser Blasrohrdruck constant, wie das mit dem Dampfüberdrucke bei unsern einzelnen Versuchsreihen der Fall war und wie bei der Ableitung der mathematischen Ausdrücke im vorigen Abschnitte vorausgesetzt wurde, so würde die Hauptgleichung (84) nämlich

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{2n^2(m-1)}{\frac{\gamma_2}{\varphi^2\gamma_1}(1+\kappa)m^2 + 2n^2}}$$

hier unmittelbar verwendet werden können. Man könnte dann das Gewicht L der Luftmenge berechnen, welche in derjenigen Zeit angesaugt wird, während welcher die Dampfmenge vom Gewicht D durch das Blasrohr entweicht.

Es wäre dann m das Verhältniss des Essenquerschnittes und n das Verhältniss des Querschnittes aller Feuerröhren zum Blasrohrquerschnitt; ferner wäre für γ_2 die Dichtigkeit der äussern atmosphärischen Luft und für γ_1 die Dichtigkeit der Mischung von Luft und Dampf im Innern der Rauchkammer einzusetzen; endlich wäre, da das Herbeiströmen der Gase nach der Rauchkammer in Röhren erfolgt, keine Contraction vorhanden, also der Contractionscoefficient $\varphi = 1$ zu setzen und κ würde einen Widerstandscoefficienten bedeuten, der den sämtlichen Widerständen entspricht, welche die Gase auf ihrem Wege vom Roste bis zur Rauchkammer überwinden müssen.

Bestimmung der durch die Blasrohrvorrichtung herbeigeführten Luftmenge.

Alle obigen Bemerkungen gelten nun aber nicht nur unter der vorhin gemachten Voraussetzung, dass, wie bei unsern Versuchen der Blasrohrdruck unveränderlich ist, sondern sie sind ganz allgemein richtig. Die obige Formel enthält nämlich den Werth h , den veränderlichen Blasrohrdruck, gar nicht mehr und die unter dem Wurzelzeichen vorkommenden Grössen hängen nicht von diesem Drucke ab. Nur die Dichtigkeit γ_1 könnte Veränderungen mit dem Blasrohrdrucke unterworfen sein; diese Veränderungen sind aber ohne Zweifel ganz unbedeutende; es stellt sich daher das sehr wichtige Resultat heraus:

dass die durch die Blasrohrvorrichtung der Locomotiven angesaugte Luftmenge direct vom Blasrohrdrucke unabhängig ist.

Ob sonach der Dampfstrahl die Blasrohrmündung unter constantem Druck oder wie das in Wirklichkeit der Fall ist, ob er sie pulsirend verlässt, ist gleichgültig; wenn nur der Strahl keine Unterbrechungen erleidet. Solche Unterbrechungen kommen aber bei Locomotiven, bei welchen zwei Maschinen arbeiten,

deren Kurbeln um 90° verstellt sind, nicht vor; einer von beiden Cylindern bläst immer Dampf ab und so entsteht ein continuirliches Dampfausströmen durch das Blasrohr, aber mit veränderlichem Drucke.

Nach dieser Vorbereitung und diesem Nachweise, dass die vorstehende Gleichung auch für die weitem Zwecke verwendet werden kann, mag dieselbe zunächst in bequemere Form gebracht werden. Der Contractionscoefficient φ ist, wie erwähnt, gleich Eins zu setzen; bezeichnet ferner t_2 und p_2 Temperatur und Druck der Gase im Innern der Rauchkammer und t_o und p_o die gleichen Werthe für die äussere atmosphärische Luft, so ist nach Mariotte und Gay-Lussac

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{p_o}{p_2} \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_o},$$

wobei α der Ausdehnungscoefficient der Luft ist, den man hier 0,003665 setzen kann. Nun ist aber der Druck p_2 im Innern der Rauchkammer jederzeit so wenig geringer als der äussere atmosphärische, dass hier $p_o = p_2$ angenommen werden kann; die Temperatur t_2 der Feuergase in der Rauchkammer wird im Mittel zu 300° bis 400° angenommen; die mittlere Temperatur t_o der äussern atmosphärischen Luft ist endlich um so viel geringer, dass man in vorstehender Formel 1 statt $1 + \alpha t_o$ schreiben darf, daher setze ich denn in der Hauptgleichung (84) einfach

$$\frac{\gamma_2}{\varphi^2 \gamma_1} = 1 + \alpha t_2$$

und erhalte, wenn ich überdies noch die bekannte Bezeichnung

$$n = \frac{F_2}{F} \text{ und } m = \frac{F_1}{F}$$

benutze, sowie der Einfachheit wegen:

$$\frac{(1 + \alpha t_2)(1 + \kappa)}{2} = \mu \quad (85)$$

einsetze, als Hauptgleichung, die nun allen weiteren Betrachtungen zu Grunde gelegt werden soll

$$L = D \sqrt{\frac{F_2^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right)}{\mu F_1^2 + F_2^2}} \quad (86)$$

In dieser Gleichung ist μ nach Gl. (85) ein Werth, der wesentlich vom Widerstandscoefficienten κ , dann aber noch, jedoch in untergeordnetem Grade, von der Temperatur t_2 in der Rauchkammer abhängig ist.

Die Gleichung (86) lehrt nun zunächst, wie schon erwähnt wurde, dass die zur Anfachung des Feuers auf dem Roste angesaugte Luftmenge L unter sonst gleichen Umständen der verbrauchten Dampfmenge D direct proportional ist. Geht sonach eine Locomotive auf der Bahn hin und wird während dessen der Querschnitt F der Blasrohrmündung nicht geändert und findet ebensowenig eine Veränderung des Querschnittes F_2 statt, in welchem die Luft herbeitritt und ändern sich die Widerstände nicht, was der Fall sein wird, wenn die Klappe am Aschenfall nicht verstellt wird, dann ändert sich die angesaugte Luftmenge gleichmässig mit der Menge des verbrauchten Dampfes. Braucht die Maschine mehr Dampf, so führt die Blasrohrvorrichtung in gleichem Maasse von selbst mehr Luft herbei und umgekehrt, ohne dass im Allgemeinen von Seiten des Führers besondere Aenderungen an der Vorrichtung nothwendig wären.

Diese merkwürdige Eigenschaft der Blasrohrvorrichtung der Locomotiven, einer Vorrichtung, die vor allen übrigen Theilen der Locomotive so bescheiden und anspruchslos zurücktritt, berechtigt mich zu dem Ausspruche, dass die Vorrichtung nicht nur einen der wichtigsten, sondern auch einen der vollkommensten Theile unserer Locomotiven ausmacht.

Dass es der Erfindung des Blasrohres vorzüglich mit zu danken ist, dass man im Baue der Locomotive heute schon zu einem so hohen Grade der Vollkommenheit gelangt ist, weiss jeder Mechaniker; den Grund hat man aber mehr in der grossen Einfachheit der ganzen Vorrichtung gesucht; unsere Untersuchungen beweisen aber jetzt, dass man keinen Apparat an deren Stelle setzen kann, dessen Wirkung auch technisch vollkommener wäre. Wollte man einem Mechaniker die Aufgabe stellen, eine Vorrichtung zur künstlichen Erzeugung des Zuges bei Locomotiven zu erdenken, so würde man offenbar die Bedingung stellen, dass der Apparat möglichst einfach sei, dass die angesaugte Luftmenge sich ohne weitere äussere Einwirkung mit der Menge des zu producirenden und des zu verbrauchenden Dampfes ändere, dass keine besondere Betriebskraft (wie bei Ventilatoren) nöthig sei und

dass es endlich möglich sei, die anfachende Wirkung beliebig und durch einfache Manipulationen zu verstärken oder zu schwächen; alles sind Bedingungen, welche durch die Blasrohrvorrichtung wirklich erfüllt werden und man wird daher dieselbe durch keinen andern Apparat zu ersetzen haben, so lange wir den Dampf in den Locomotivmaschinen nicht besser auszunutzen verstehen und denselben nach seiner Wirkung im Dampfeylinder in's Freie blasen müssen.

Die Gleichung (86) lässt, soweit es die Art des Vorkommens der Dampfmenge D in derselben betrifft, noch andre Erörterungen zu. Der Effect oder die Leistung einer Dampfmaschine ist bekanntlich der verbrauchten Dampfmenge proportional, es ist daher auch im Weitern zu schliessen, dass unter sonst gleichen Umständen die zur Anfachung des Feuers vom Blasrohre herbeigeführte Luftmenge gleichmässig zunimmt, mit der Stärke, welche die Locomotive entwickelt. Die Anfachung des Feuers ist um so kräftiger, je grösser die zu transportirende Last und die Geschwindigkeit des Zuges ist.

Bezeichnet man den Kolbenquerschnitt mit O , die Dichtigkeit des Kesseldampfes im Cylinder während des Volldruckes (vor Beginn der Expansion) mit γ_o , den Dampfdruck mit p_o ; den ganzen Kolbenshub mit s und den Kolbenweg während des Dampfeintrittes mit s_1 , so ist das Gewicht des Dampfes, das pro Kolbenshub in den Dampfeylinder tritt

$$Os_1\gamma_o$$

oder auch, wenn mit e das Expansionsverhältniss $s_1 : s$ bezeichnet wird

$$O\gamma_o se$$

Da nun, weil zwei Maschinen vorhanden sind, also bei jeder Umdrehung der Triebräder vier Kolbenhübe stattfinden, so ist das Dampfgewicht pro Umdrehung der Triebaxe

$$4O\gamma_o se$$

Ist ferner v die Geschwindigkeit der Locomotive auf der Bahn und d der Durchmesser des Triebrades, so beträgt die Anzahl der Umdrehungen desselben in der Sekunde

$$\frac{v}{\pi d}$$

und daher folgt auch das Gewicht D der Dampfmenge, welche die Maschine in der Sekunde consumirt und durch das Blasrohr abbläst:

$$\frac{40\gamma_o s e v}{\pi d}$$

und es ergibt sich hiernach die Gleichung

$$D = \frac{40\gamma_o}{\pi} \cdot \frac{s}{d} e v$$

Benutze ich diesen Ausdruck in Gl. (86), so folgt die Luftmenge L (Gewicht), die in der Sekunde angesaugt wird, auch:

$$L = \frac{40\gamma_o}{\pi} \cdot \frac{s}{d} \cdot e v \sqrt{\frac{F_2^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1\right)}{\mu F_1^2 + F_2^2}} \quad (87)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass bei constanter Blasrohrmündung F und unveränderter Stellung der Klappe am Aschenfall (constanter Werth von μ) die Menge der herbeigeführten Luft sich ändert:

1) proportional der Geschwindigkeit v der Locomotive auf der Bahn und

2) proportional dem Expansionsverhältniss e dabei allerdings unveränderliche Regulatorstellung vorausgesetzt. Durch Verstellung des Regulators ändert sich nämlich der Dampfdruck p_o im Cylinder während des Dampfeintrittes; die Differenz zwischen Dampfdruck im Cylinder und Kessel wird bekanntlich um so grösser, je mehr die Regulatoröffnung geschlossen wird. Mit einer Aenderung des Dampfdruckes im Cylinder ist aber auch eine Aenderung der Dampfdichtigkeit γ_o verbunden.

Die Gleichung (87) zeigt, dass die angesaugte Luftmenge der Dichtigkeit γ_o direct proportional ist; da nun dieser Werth mit dem Dampfdrucke p_o im Cylinder nahezu gleichmässig wächst, und dieser wieder um so näher dem Kesseldrucke kommt je weniger Widerstände der Dampf auf dem Wege vom Kessel nach dem Cylinder vorfindet, so ist erkennbar, dass auch die Regulatorstellung von Einfluss, wenn auch von mehr untergeordnetem, auf die angesaugte Luftmenge, also auf die anfachende Wirkung des Blasrohres ist. Diese Wirkung

nimmt unter sonst gleichen Umständen etwas zu, je mehr man den Regulator öffnet.

Bei constanter Regulatorstellung ist, wie hervorgehoben wurde, die anfachende Wirkung des Blasrohres, also die Menge der angesaugten Luft dem Producte aus Expansionsverhältniss e und der Locomotivengeschwindigkeit v proportional; am grössten wäre die anfachende Wirkung für $e = 1$ d. h. wenn gar nicht oder so schwach als möglich expandirt wird, wenn also der Steuerhebel ganz ausgelegt, die Coulissee sonach ganz gehoben oder gesenkt ist. Dieser Fall tritt im Allgemeinen auf starken Steigungen ein, wenn die Locomotive in voller Stärke thätig sein muss; dann ist aber auch die Geschwindigkeit v der Locomotive gewöhnlich klein, so dass der Fall eintreten kann, dass unter sonst gleichen Verhältnissen das Product ev trotz des grössten Werthes von e kleiner ausfällt, als in dem Falle, wenn die Maschine mit grosser Geschwindigkeit und starker Expansion auf horizontaler Strecke hinfährt; trotzdem also, dass im erstern Falle ganze Cylinderfüllungen Dampf durch das Blasrohr entweichen, kann doch eine geringere Anfachung des Feuers auf dem Roste stattfinden, als im letztern Falle. Diese geringere Anfachung kann unter Umständen auf längere Steigungen eine Abnahme des Dampfes im Kessel und ein Sinken der Dampfspannung zur Folge haben und so dem Führer Verlegenheiten bereiten, wenn er nicht bei Beginn der Steigung den erforderlichen Druck im Kessel hatte. Mit dem Fallen des Druckes wird die Verminderung der Blasrohrwirkung nur noch vergrössert, weil dann auch die Dichtigkeit γ_0 abnimmt, also nach Gl. (87) auch aus diesem Grunde die Grösse der Luftmenge L herabgezogen wird.

Das Glied vor dem Wurzelzeichen giebt noch zu weiteren Betrachtungen Anlass.

Das Gewicht der Dampfmenge im Cylinder bei Beginn der Expansion ist

$$Os_1\gamma_0$$

am Ende der Expansion hingegen, also bei Beginn des Dampfaustrittes nach dem Blasrohre hin, ist das Dampfgewicht annähernd:

$$Osy^1$$

wenn γ^1 die Dampfdichtigkeit in diesem Augenblicke darstellt; man hat sonach

$$O s_1 \gamma_o = O s \gamma^1$$

oder einfach nach Einführung des Expansionsverhältnisses

$$e \gamma_o = \gamma^1$$

welche Beziehung in Gl. (87) benutzt werden könnte. Statt der Dichtigkeit γ^1 des Dampfes am Ende der Expansion soll aber der Dampfdruck eingeführt werden, der mit p^1 bezeichnet sein mag. Nach Navier's Formel gilt (näherungsweise) die Bezeichnung

$$\gamma^1 = \alpha + \beta p^1$$

wobei α und β zwei constante Grössen sind (s. S. 93); erlaubt man sich den kleinen Werth α zu vernachlässigen, d. h. nimmt man, wie Viele, an, der Dampf befolge auch im gesättigten Zustande das Mariotte-Gay-Lussac'sche Gesetz, so wäre $\gamma^1 = \beta p^1$, also auch:

$$e \gamma_o = \beta p^1$$

Die Substitution in Gl. (87) führt dann zu dem Schlusse, dass die angesaugte Luftmenge nahezu direct proportional ist dem Dampfdrucke am Ende der Expansion d. h. der Dampfspannung im Augenblicke des Beginnens des Dampf-ausströmens.

Versteht man, um in der angegebenen Richtung alle Fragen zu berühren, hingegen unter L das Gewicht der Luftmenge pro Umdrehung der Triebaxe, dann bedeutet in Gl. (86) auch D die Dampfmenge, welche bei jeder Umdrehung der Triebräder ausgeblasen wird; die Dampfmenge beträgt nach den Untersuchungen auf S. 163

$$4 O \gamma_o s e$$

und daher folgt die bei jeder Umdrehung der Triebaxe angesaugte Luftmenge:

$$L = 4 O \gamma_o s e \sqrt{\frac{F_2^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right)}{\mu F_1^2 + F_2^2}}$$

Diese Luftmenge ist sonach nur vom Expansionsverhältniss und der Dampfspannung p_o vor dem Kolben abhängig; wenn sonst die unter dem Wurzelzeichen vorkommenden Werthe ungeändert bleiben.

Alle vorstehenden Betrachtungen bezogen sich nur auf das

Resultat, dass in der allgemeinen Gleichung (86) die angesaugte Luftmenge L der in der gleichen Zeit verbrauchten Dampfmenge D direct proportional ist. Von gleicher, für die Praxis vielleicht von höherer Wichtigkeit ist nun die Frage, von welchem Einflusse diejenigen Werthe auf die anfachende Wirkung des Blasrohres sind, welche in Gl. (86) unter dem Wurzelzeichen auftreten.

Nimmt man an, wie das zunächst im Weiteren geschehen soll, die Dampfmenge, welche in einer gewissen Zeit, z. B. in der Sekunde, von der Maschine ausgestossen wird, sei unveränderlich die gleiche, so lehrt nun die Gleichung

$$L = D \sqrt{\frac{F_2^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right)}{\mu F_1^2 + F_2^2}}$$

zuerst, dass man die anfachende Wirkung des Blasrohres auf vier verschiedene Arten verändern kann, und zwar:

- 1) durch Erweitern oder Verengen der Blasrohrmündung, also durch Veränderung des Querschnittes F ;
- 2) durch Erweitern oder Verengen der Esse, d. h. durch Veränderung des Essenquerschnittes F_1 ;
- 3) durch Verdecken oder Verschliessen einzelner oder einzelner Reihen der Feuerröhren, also durch Veränderung des Querschnittes F_2 und endlich:
- 4) durch Veränderung der Widerstände, welche die Gase auf ihrem Wege durch den Rost hindurch nach der Rauchkammer hin überwinden müssen, also durch Aenderung des Werthes μ . Diese Aenderung bewirkt man durch Erhöhen oder Erniedrigen der Brennstoffschicht, vorzüglich aber durch Verstellen der Klappe am Aschenfall, wodurch das Herbeiströmen der Luft nach dem Roste mehr oder weniger gestört und erschwert wird.

Es ist unstreitig eine praktisch wichtige Frage, welche von diesen vier verschiedenen Methoden, die anfachende Wirkung des Blasrohres während des Laufes der Locomotiven zu verändern, die beste und empfehlenswertheste ist; ich werde daher jeder der vier Methoden eine besondere Betrachtung widmen.

Regulirung des Zuges durch Veränderung der Blasrohrmündung.

Bei dem grössten Theile der heutigen Locomotiven ist der Blasrohrquerschnitt veränderlich und man bewirkt die Aenderung der anfachenden Wirkung des Blasrohres hauptsächlich, ja oft allein nur durch Erweitern und Verengen der Blasrohrmündung. Viele Ingenieure, besonders in England, verwerfen aber die Regulirung dieser Art gänzlich, weil mit der Verengerung der Mündung ein grösserer Gegendruck hinter dem Kolben, also Arbeitsverlust verbunden sei; sie ziehen es daher vor, einen constanten Blasrohrquerschnitt anzuwenden und die Regulirung des Zuges auf andre Weise zu bewerkstelligen, wie das z. B. auch bei allen Locomotiven der Schweizerischen Nordostbahn geschieht.

Auf theoretischem Wege ist die Streitfrage schwer zu entscheiden, weil es mit sehr grossen Schwierigkeiten verbunden ist, einen analytischen Ausdruck für den Arbeitsverlust aufzustellen und mittelst eines solchen nachzuweisen, wie der Gegendruck hinter dem Kolben mit der Weite der Blasrohrmündung zusammenhängt. Einen Versuch, etwas zur Entscheidung der Frage beizutragen, werde ich weiter unten vorführen, indem ich dort das Dampfausströmen hinter dem Kolben untersuchen werde. Bei vorliegender Betrachtung soll aber zunächst von dem mit der Verengung der Blasrohrmündung verbundenen Arbeitsverlust ganz abgesehen und nur untersucht werden, welchen Einfluss der Blasrohrquerschnitt F auf die Stärke des Zuges, auf die Menge der herbeigeführten Luft hat, unter der Voraussetzung, dass immer die gleiche Dampfmenge D abgeblasen wird und an den Werthen von F_1 , F_2 und μ keine Veränderungen vorgenommen werden. Unter diesen Voraussetzungen ergiebt Gl. (86) ein sehr einfaches Resultat, sie spricht aus, dass die angesaugte Luftmenge dem Werthe:

$$\sqrt{\frac{F_1}{F} - 1}$$

direct proportional ist; kennt man sonach für eine bestimmte Locomotive den Essenquerschnitt F_1 , so lässt sich leicht das Gesetz der mit der Veränderung des Blasrohrquerschnittes F verbundenen Aenderung der Luftmenge beurtheilen. Bezeichnet man den

mittlern Blasrohrquerschnitt mit F_m , und die Luftmenge, die diesem entspricht mit L_m , so ergibt sich die Proportion

$$L : L_m = \sqrt{\frac{F_1}{F} - 1} : \sqrt{\frac{F_1}{F_m} - 1} \quad (88)$$

Ein besonderes Beispiel wird das Gesetz, nach welchem sich L mit F ändert, übersichtlich darlegen.

Die älteren Güterzugmaschinen der Schweizerischen Nordostbahn hatten früher die Einrichtung der veränderlichen Blasrohrmündung. Der grösste Durchmesser betrug 132 Millim., der kleinste 96 Millim.; d. g. als grössten Blasrohrquerschnitt:

$$F_{max} = 0,013685 \text{ Quadratmeter}$$

als kleinster Blasrohrquerschnitt folgt:

$$F_{min} = 0,007238 \text{ Quadratmeter.}$$

Der mittlere Querschnitt F_m ist daher:

$$F_m = 0,010461 \text{ Quadratmeter.}$$

Hieraus ergibt sich:

$$\frac{F_{max}}{F_m} = 1,308 \text{ und } \frac{F_{min}}{F_m} = 0,692$$

Der Querschnitt des Blasrohres war daher ohngefähr zwischen den Grenzen:

$$\frac{F}{F_m} = 0,7 \text{ bis } 1,3$$

veränderlich und es fragt sich nun nach den Veränderungen der Luftmenge bei gleichbleibender Dampfmenge D und unveränderlichen Werthen von μ , F_1 und F_2 .

Der Durchmesser der Esse betrug 350 Millim., daher war der Querschnitt derselben 0,096211 Quadratmeter und das Verhältniss desselben zum mittlern Querschnitt F_m der Blasrohrmündung:

$$\frac{F_1}{F_m} = 9,20.$$

Ist nun die Luftmenge bei mittlern Blasrohrquerschnitt: $L_m = 1$, so ergibt sich dieselbe unter sonst gleichen Umständen für einen andern Querschnitt F der Blasrohrmündung nach Gl. (88). Folgende Uebersicht giebt für vorliegenden Fall die Rechnungseresul-

tate; die erste Zeile giebt das Verhältniss des angenommenen Blasrohrquerschnittes F zum mittlern Querschnitt F_m ; die zweite Zeile enthält das entsprechende Verhältniss des constanten Essenquerschnittes F_1 zu dem betreffenden Querschnitt F der Blasrohrmündung, und die dritte Zeile endlich ergiebt das Verhältniss der angesaugten Luftmenge zu derjenigen, die bei mittlerem Blasrohrquerschnitt herbeigeführt wird.

Tabelle XVII.

$\frac{F}{F_m} =$	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3
$\frac{F_1}{F} =$	13,14	11,50	10,22	9,20	8,36	7,66	7,07
$\frac{L}{L_m} =$	1,217	1,132	1,060	1,000	0,948	0,901	0,861

Die letzte Zeile zeigt, dass bei den angenommenen Verhältnissen durch die Veränderung der Blasrohrmündung allein, unter sonst gleichen Umständen, schon beträchtliche Aenderungen in der angesaugten Luftmenge erzielt werden können; bei der grössten Verengung ist die Luftquantität 1,217 und bei der grössten Erweiterung 0,861 von der mittlern. Man kann hieraus den Schluss ziehen, dass man in der Veränderung der Blasrohrmündung ein sehr wirksames Mittel zur Regulirung des Zuges besitzt. Ob freilich aus diesem Grunde allein die Einrichtung einer veränderlichen Blasrohrmündung zu empfehlen ist und ob nicht die kräftige Aenderung des Zuges in diesem Falle durch den, möglicher Weise bedeutenden, Rückdruck hinter dem Dampfkolben und den daraus entspringenden grossen Arbeitsverlust zu theuer erkauft ist, ist eine Frage, die erst noch entschieden werden muss und auf die ich später zurückkommen werde.

Die vorstehenden Betrachtungen geben zunächst nur das Gesetz der Veränderungen der angesaugten Luftmengen bei veränderlicher Blasrohrmündung. Wichtiger ist aber die Untersuchung, in welchem Verhältniss die angesaugte Luftmenge zur verbrauchten Dampfmenge steht.

Die allgemeine Gl. (86) nämlich

$$L = D \sqrt{\frac{F_2^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right)}{\mu F_1^2 + F_2^2}}$$

giebt über diese Frage vollständig Aufschluss, wenn man neben dem Blasrohrquerschnitt F und dem Essenquerschnitt F_1 noch die Summe F_2 der Querschnitte aller Heizröhren und den richtigen Werth des Coefficienten μ einführt. Der Werth F_2 ist für jede Locomotive leicht zu bestimmen, nicht so ist es aber in Betreff des Werthes μ der Fall, dieses Coefficienten, dessen Grösse, wie Gl. (85) S. 161 lehrt, von der Temperatur der Gase in der Rauchkammer, vor Allem aber von den Widerständen abhängig ist, welche die Gase auf ihrem Wege vom Roste nach der Rauchkammer zu überwinden haben. Es würde ein vergebliches Bemühen sein, den Widerstandscoefficienten μ in Gl. (85) auch nur annähernd auf theoretischem Wege bestimmen zu wollen. Da dieser Widerstandscoefficient nicht blos von den Widerständen abhängig ist, welche die atmosphärische Luft beim Durchstreichen der Brennstoffschicht und der sämtlichen Feuerröhren überwinden muss, sondern auch von der Stellung der Klappe am Aschenfall, durch die das Herbeiströmen der Luft nach dem Roste bedeutend erschwert, ja vollständig verhindert werden kann, so ist zu schliessen, dass man diesem Widerstandscoefficienten jeden beliebigen Werth beilegen kann.

Glücklicherweise lässt sich aber auf Grund weniger Beobachtungen, die man an Locomotiven leicht anstellen kann und mittelst einiger bekannten Erfahrungssätze wenigstens der mittlere Werth des Coefficienten μ bestimmen. In welcher Weise das geschehen kann, will ich an einem Beispiele darlegen und die Locomotive zu Grunde legen, auf die sich schon die obigen Rechnungen beziehen.

Aus Gl. (86) bestimmt sich durch leichte Umformung

$$\mu = \left(\frac{F_2}{F_1} \right)^2 \left[\left(\frac{D}{L} \right)^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right) - 1 \right]$$

Man denke sich nun, dass bei mittlerer Blasrohrmündung und bei mittlerer Klappenstellung am Aschenfall gerade die zur Verbrennung nöthige Luftmenge herbeigeführt wird. Die Locomotive wird mit Steinkohlen geheizt; rechne ich auf 1 Kilogramm Steinkohlen 6,5 Kilogramm Dampf und 15 Kilogramm Luft, so wäre

$$\frac{D}{L} = \frac{6,5}{15} = 0,4333 \text{ . oder } \frac{L}{D} = 2,30$$

Die erstere Annahme, dass 6,5 Kilogr. Dampf auf 1 Kilogramm Steinkohlen gerechnet werden können, stimmt mit den Erfahrungen, die man an dieser Maschine machte, überein.

Was die andere Annahme betrifft, dass auf 1 Kilogr. Steinkohlen 15 Kilogr. Luft zuzuführen sei, so habe ich das $1\frac{1}{2}$ fache derjenigen Luftmenge genommen, welche der Berechnung gemäss zur vollkommenen Verbrennung mittlerer Steinkohle erforderlich ist, welche letztere Luftmenge 10,56 Kilogr. beträgt. Bei den Dampfkesselfeuerungen stationärer Maschinen rechnet man nach Péclet 20 Kilogr., also das Doppelte der theoretischen Luftmenge; bei Locomotivkesseln kann man aber, weil hier die Verbrennung und die Ausnutzung des Brennstoffes eine vollkommenere ist, ohne Zweifel weniger annehmen.

Die Locomotive, für welche ich eben den mittlern Werth von μ bestimmen will, hat 164 Heizröhren, deren innerer Durchmesser 42 Millim. beträgt; ihr Gesamtquerschnitt F_2 berechnet sich daher zu

$$F_2 = 0,22721 \text{ Quadratmeter}$$

und hiernach folgt, wenn noch der oben gegebene Essenquerschnitt und der mittlere Blasrohrquerschnitt benutzt wird, für diese Maschine:

$$\frac{F_2}{F_1} = 2,361; \quad \frac{F_1}{F} = 9,200 \quad \frac{F_2}{F} = 21,721$$

und obige Formel für μ ergibt dann den mittlern Werth

$$\mu = 3,007$$

wofür ich im Weiteren für die angenommenen mittlern Verhältnisse den runden Werth 3 annehmen will.

Nach Gl. (85) bestimmt sich dann, wenn die mittlere Temperatur in der Rauchkammer $t_2 = 350^0$ genommen wird, der mittlere Widerstandscoefficient

$$\alpha = 1,629$$

Es braucht wohl kaum hervorgehoben zu werden, dass die beiden hier berechneten Werthe von μ und α bei andern Locomotiven möglicherweise sich wesentlich verschieden herausstellen. Mir

stehen Beobachtungen, die an andern Locomotiven angestellt wurden, leider nicht zu Gebote, so dass ich mich genöthigt sehe, bei den weitem Betrachtungen durchgängig den Werth $\mu = 3$ zu benutzen und alle speziellen Rechnungen nur für diejenige Locomotive auszuführen, deren Dimensionen obigen Rechnungen zu Grunde gelegt wurden. Auf die weitem allgemeinen Betrachtungen hat aber die Annahme des, vielleicht nicht mit der nöthigen Schärfe, bestimmten Werthes von μ keinen Einfluss.

Setze ich schliesslich noch in die allgemeine Gleichung (86) die angegebenen Werthe von μ , F_1 und F_2 und einmal den grössten, das andere Mal den kleinsten Querschnitt der Blasrohrmündung nach den Angaben auf S. 169 ein, so ergibt sich, dass bei unserer Locomotive der Werth $\frac{L}{D}$ zwischen den Grenzen

$$2,808 \text{ und } 1,986$$

variirt, während der mittlere Werth

$$\frac{L}{D} = 2,307$$

beträgt.

Regulirung des Zuges durch Veränderung des Essenquerschnittes.

Es wurde oben hervorgehoben, dass man die anfachende Wirkung des Blasrohres auch durch Erweitern und Verengen der Esse verändern könne.

Bis jetzt ist eine Regulirung des Zuges auf diese Art nicht angewendet worden. Abgesehen von der praktischen Möglichkeit einer Regulirung in dieser Weise, d. h. der Frage, wie man den Querschnitt der cylindrischen Esse veränderlich machen soll, soll hier zunächst nur die Frage untersucht werden, welchen Einfluss eine Vergrösserung oder Verkleinerung des Essendurchmessers auf die Wirkung des Blasrohres hat. Sollte sich diese Art der Regulirung als sehr wirksam herausstellen, so würde es sich der Mühe lohnen, zu überlegen, auf welche Weise eine Veränderung des Essenquerschnittes durch die Locomotivenführer möglich gemacht werden könnte.

Ich denke mir die Blasrohrmündung unveränderlich, ebenso den Querschnitt F_2 sämtlicher Heizröhren; denke mir ferner eine feste Stellung der Klappe am Aschenfall, damit die Widerstände, also die Werthe μ und z , als unveränderlich angesehen werden können. Um nun die Veränderungen in der Luftmenge zu übersehen, hat man in die allgemeine Gl. (86) eben nur verschiedene Werthe von F_1 zu substituiren; der Werth F_1 tritt aber in der Gleichung in einer Art auf, dass sein Einfluss auf die Menge L der angesaugten Luft schwer zu erkennen ist. Es ist daher zweckmässig, die Untersuchung an einem bestimmten Falle vorzunehmen und zwar mögen auch hier wieder die Dimensionen der Locomotive der Schweiz. Nordostbahn, die schon oben benutzt wurden, angenommen werden. Der mittlere Querschnitt F der Blasrohrmündung, der hier als unveränderlich angenommen wird, betrug 0,010461 Quadratmeter, der Querschnitt aller Heizröhren $F_2 = 0,22721$ Quadratmeter. Bei der Berechnung der einzelnen Werthe von $\frac{L}{D}$ mit Hülfe von Gleichung 86, wie sie in Zeile (3) der folgenden Tabelle angegeben sind, habe ich den Essenquerschnitt F_1 so gewählt, dass für die Verhältnisse $\frac{F_1}{F}$ die gleichen Werthe erschienen, die oben in Tab. XVII auf S. 170 sich herausstellten, als ich umgekehrt den Essenquerschnitt constant und die Blasrohrmündung in der dort angegebenen Art veränderlich voraussetzte. Die erste Zeile der folgenden Tabelle giebt die verschiedenen Werthe von F_1 ; die zweite Zeile giebt den entsprechenden Essendurchmesser d_1 in Millimetern; die 3. Zeile, wie schon erwähnt das Verhältniss $\frac{L}{D}$; alle Bestimmungen sind unter der Annahme $\mu = 3$ vorgenommen.

In der vierten Zeile sind, um Vergleiche zu erleichtern, noch die Werthe $\frac{L}{D}$ angegeben, die man unter der Voraussetzung erhält, dass in dem Verhältnisse $F_1 : F$ der Essenquerschnitt F_1 unveränderlich, hingegen die Mündung des Blasrohres entsprechend verändert wird; die Werthe wurden gefunden, indem man die Werthe der 3. Zeile in Tab. XVII S. 170 durchgängig mit 2,307 multiplicirte.

Tabelle XVIII.

1) $\frac{F_1}{F} =$	13,14	11,50	10,22	9,20	8,36	7,66	7,07
2) $d_1 =$	417	390	368	350	332	318	306
3) $\frac{L}{D} =$	2,405	2,387	2,354	2,307	2,256	2,202	2,147
4) $\frac{L}{D} =$	2,808	2,611	2,445	2,307	2,187	2,079	1,986

Der Vergleich der Werthe der Zeile 2 und 3 zeigt zunächst, dass die angesaugte Luftmenge unter sonst gleichen Umständen und bei unveränderlicher Blasrohrmündung um so grösser ist, je grösser der Essendurchmesser gewählt wird. Der Werth der angesaugten Luftmenge nähert sich aber hier einem Maximum, es giebt unter den gemachten Voraussetzungen einen vortheilhaftesten Essenquerschnitt oder Essendurchmesser, der sich mit Hülfe unserer Gl. (86) leicht ermitteln lässt. Dividirt man den Bruch unter dem Wurzelzeichen im Zähler und Nenner mit F , so folgt:

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{\left(\frac{F_2}{F}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1\right)}{\mu \left(\frac{F_1}{F}\right)^2 + \left(\frac{F_2}{F}\right)^2}} \quad (89)$$

und hieraus ergibt sich durch Differentiation sehr leicht der vortheilhafteste Werth von $\frac{F_1}{F}$, der das Verhältniss $\frac{L}{D}$ zu einem Maximum macht

$$\frac{F_1}{F} = 1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\mu} \left(\frac{F_2}{F}\right)^2} \quad (90)$$

In unserm Beispiele ist der mittlere Mündungsquerschnitt F des Blasrohres (constant angenommen) $F = 0,010461$ Quadratmeter; der Querschnitt aller Feuerröhre $F_2 = 0,22721$ Quadratmeter und $\mu = 3$; hiernach findet sich nach der letzten Formel:

$$\frac{F_1}{F} = 13,581$$

und daraus der vortheilhafteste Essendurchmesser

$$d_1 = 424 \text{ Millimeter}$$

sowie durch Gl. (89) der grösste Werth des Verhältnisses der Luft- zur Dampfmenge:

$$\frac{L}{D} = 2,406$$

In Wirklichkeit besass diese Locomotive eine Esse von 350 Millim. Weite und die Regulirung des Zuges geschah durch eine veränderliche Blasrohrmündung; nach der vierten Zeile der letzten Tabelle wäre bei grösster Verengung der Mündung das Verhältniss zwischen Luft- und Dampfmenge

$$\frac{L}{D} = 2,808.$$

Dieser Werth ist grösser, als man ihn für diese Locomotive mit der angenommenen mittlern Blasrohröffnung und dem vorhin berechneten vortheilhaftesten Essenquerschnitt erreichen könnte. Im Allgemeinen zeigt der Vergleich der Werthe von Zeile (3) und (4) der letzten Tabelle, dass unter sonst gleichen und den hier angenommenen Verhältnissen durch Veränderung der Blasrohrmündung bei constantem Essenquerschnitt die Regulirung wirksamer ist, d. h. die Veränderungen in der Menge der angesaugten Luft stärker sind, als unter der Annahme einer constanten Blasrohrmündung und eines veränderlichen Essenquerschnittes. Das Resultat ist aber nur scheinbar und hat seinen Grund darin, dass ich bei der angenommenen Locomotive den mittlern Blasrohrquerschnitt als unveränderlich angenommen habe und den Durchmesser der kreisförmigen Mündung desselben zu 115 Millimeter einführte.

Wollte man bei dieser Locomotive die Regulirung durch Veränderung des Essenquerschnittes vornehmen, so ist es vortheilhafter für den constanten Durchmesser der Blasrohrmündung einen andern Werth anzunehmen. Würde die Aufgabe gestellt, diesen Durchmesser sowohl, als den vortheilhaftesten Durchmesser der Esse so zu bestimmen, dass bei Verwendung dieser Dimensionen das gleiche Maximum der Luftmenge nämlich $L = 2,808 \cdot D$ angesaugt werde, wie das unter Voraussetzung einer veränderlichen

Blasrohrmündung bei grösster Verengung derselben geschieht, und setzt man $\mu = 3$ und ebenso für vorliegendes Beispiel

$$F_2 = 0,22721 \text{ Quadratmeter}$$

wie früher, so würde man in folgender Art die Rechnung durchführen können:

Setze ich vorübergehend, wie das früher geschah,

$$\frac{F_1}{F} = m \text{ und } \frac{F_2}{F} = n$$

so schreibt sich Gl. (90)

$$m = 1 + \sqrt{1 + \frac{n^2}{\mu}}$$

und Gl. (89)

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{n^2(m-1)}{\mu m^2 + n^2}}$$

Bestimmt man aus ersterer Gleichung den Werth n^2 und substituirt ihn in der zweiten, so folgt nach einfacher Reduction

$$m = \frac{F_1}{F} = 2 \left(1 + \left(\frac{L}{D} \right)^2 \right) \quad (91)$$

und dann

$$n = 2 \left(\frac{L}{D} \right) \sqrt{\mu \left(1 + \left(\frac{L}{D} \right)^2 \right)} \quad (92)$$

Im vorliegenden Falle ist nun $\mu = 3$ und $\left(\frac{L}{D} \right) = 2,808$, daher ergibt Gl. (91)

$$m = \frac{F_1}{F} = 17,77$$

und Gl. (92)

$$n = \frac{F_2}{F} = 29,00$$

und daher folgt, wegen des vorgeschriebenen Werthes von F_2 , der constante Querschnitt der Blasrohrmündung

$$F = 0,007835 \text{ Quadratmeter}$$

und der Durchmesser d derselben

$$d = 100 \text{ Millimeter.}$$

Aus den Werthen von m folgt dann ferner der vortheilhafteste Durchmesser d_1 der Esse

$$d_1 = d \sqrt[3]{m} = 421 \text{ Millim.}$$

Die Blasrohrmündung von 100 Millim. Durchmesser und eine Esse von 421 Millim. Durchmesser würde also auch auf das Maximum der Luftmenge führen und zwar auf dasjenige, wie es sich bei der veränderlichen Blasrohrmündung herausstellte.

Sollte bei unveränderlicher Blasrohrmündung von 100 Millim. Durchmesser eine geringere Luftmenge angesaugt werden, so kann das nur durch Erweitern oder Verengen der Esse geschehen. Hier wo der vortheilhafteste Essendurchmesser schon sehr gross und zwar 421 Millim. ist, wird man die verminderte Wirkung durch Verengen der Esse erzielen.

Betrachtet man den letzten Werth von $\frac{L}{D}$ nämlich 1,986 in der 4. Zeile der letzten Tabelle als Minimalwerth, so lässt sich nach Gl. (89) der Werth $\frac{F_1}{F}$ bestimmen, unter der Voraussetzung, dass für F_2 , F und μ die eben angegebenen Werthe eingesetzt werden und $\frac{L}{D} = 1,986$ genommen wird, und zwar erhält man

$$\frac{F_1}{F} = 5,783 \text{ und } 34,093;$$

bei dem angenommenen Durchmesser der Blasrohrmündung von 100 Millim. ergiebt das einen Essendurchmesser von 204 und 584 Millim.; von welchen Werthen hier der erstere gilt.

Aus Allem folgt, dass durch die angegebene Aenderung in den Dimensionen bei constantem Durchmesser der Blasrohrmündung von 100 Millim. durch Veränderung des Essendurchmessers zwischen 204 und 421 Millim. bei unserer Locomotive ganz genau das gleiche Resultat in der Regulirung des Zuges erzielt werden kann, wie es sich mit der veränderlichen Blasrohrmündung bei constantem Essendurchmesser herausstellte. In dem behandelten Falle war es allerdings nur dadurch möglich, dass der Durchmesser der unveränderlichen Blasrohrmündung 100 Millim. angenom-

men wurde, während bei der veränderlichen der kleinste Durchmesser 96 Millim., der grösste 132 Millim. betrug. Hätte man im letztern Falle bei grösster Verengung des Blasrohres einen starken schädlichen Gegendruck hinter dem Dampfkolben, wegen des erhöhten Blasrohrdruckes, so wäre das gleiche bei dem constanten Werthe des Mündungsdurchmessers von 100 Millim. zu erwarten, da dieser Werth nur wenig von dem Minimaldurchmesser abweicht.

Auf Grund aller dieser Untersuchungen ist zu schliessen „dass die Regulirung mittelst eines veränderlichen Essenquerschnittes bei constanter Blasrohrmündung ebenso wirksam und zwischen den gleichen Grenzen stattfinden kann, wie diejenige mittelst veränderlicher Blasrohrmündung bei constantem Essenquerschnitt.“

Beide Regulierungsmethoden führen aber in gleicher Art bei stärkerem Dampfverbrauch der Maschine auch auf stärkern, schädlichen Rückdruck hinter dem Kolben und bei der Regulirung der zuletzt behandelten Art käme noch in Frage, ob sie überhaupt praktisch ausführbar wäre. Einfach wäre die betreffende Anordnung jedenfalls nicht. Hätte man nur die Wahl zwischen den beiden angegebenen Regulierungsarten, so müsste die bis jetzt gebräuchliche, mit veränderlicher Blasrohrmündung, ihrer grossen Einfachheit wegen und auf Grund der oben angestellten Vergleiche, als die bessere vorgezogen werden. Es lohnt sich daher nicht der Mühe, darüber nachzudenken, in welcher Weise man eine Esse construiren könnte, deren Querschnitt, zum Zweck der Regulirung des Zuges, vom Locomotivenführer verändert werden könnte.

Regulirung des Zuges durch Verdecken einzelner Reihen der Heizröhren.

Eine Regulirung durch Verdecken einzelner oder ganzer Reihen der Feuerröhren ist schon und zwar in England von Gooch angewendet worden. Vor den Einmündungen der Feuerröhren in die Rauchkammer waren Schienen jalousienartig angebracht. Mit Hülfe solcher Jalousien kann die anfachende Wirkung des Blasrohres auf doppelte Art verändert werden. Entweder lassen sich alle Schienen, wie bei den gewöhnlichen Jalousieläden, gleichzeitig drehen, so dass die Schienenflächen parallel liegen und mehr oder weniger gegen die Verticalebene, in welcher die Röh-

renausmündungen liegen, geneigt sind; oder die einzelnen Schienen können unabhängig von einander bewegt werden, in der Art, dass einzelne Schienen die betreffenden Reihen von Heizröhren vollständig absperren, die übrigen Schienen aber so gestellt sind, dass den ausströmenden Gasen durchaus kein Widerstand entgegensteht. Die letztere Art der Regulirung ist es, die hier zunächst betrachtet werden soll; die erstere Art soll später erst untersucht werden, denn bei dieser Art, diejenige, welche wirklich in der Praxis Verwendung fand, besteht die Regulirung in einer Verminderung oder Vergrösserung der Widerstände, nicht eigentlich in einer Veränderung des Querschnittes F_2 , in welchem die Gase nach der Rauchkammer treten. Ich denke mir hiernach die Blasrohrmündung F und der Essenquerschnitt F_1 sei unveränderlich, ebenso sei das mit dem gesammten Widerstande, der in unserer Gl. (86) durch den Werth μ gemessen wird, der Fall; am Aschenfall soll sich also keine Klappe befinden oder dieselbe soll in unveränderlicher Lage (offen) erhalten werden. Es fragt sich nun hier, welchen Einfluss eine Veränderung des Querschnittes F_2 sämmtlicher Heizröhren auf die anfachende Wirkung des Blasrohres hat, d. h. in welchem Verhältniss die angesaugte Luftmenge L zu der in der gleichen Zeit verbrauchten Dampfmenge D steht. In der allgemeinen Gl. (86) nämlich:

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{\left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1\right)}{\mu + \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2}}$$

kommt die Grösse F_2 in anderer Art vor, als dies mit den Werthen F_1 und F der Fall ist; daraus ist zunächst zu schliessen, dass eine Veränderung von F_2 einen andern Einfluss auf die anfachende Wirkung des Blasrohres haben wird, als sich früher durch die Aenderung von F und F_1 herausstellte. In gewisser Richtung lässt sich dieser Einfluss aus der Gleichung erkennen; wäre nämlich $\frac{F_2}{F_1}$, das Verhältniss des Gesamtquerschnittes aller Heizröhren zum Essenquerschnitt, sehr gross und zwar so gross, dass der Werth μ gegen das Quadrat dieses Verhältnisses weggelassen werden könnte, so würde die Gleichung einfach in folgende Form übergehen:

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{F_1}{F} - 1}$$

Da hier der Werth F_2 gar nicht mehr vorkommt, so ist zu schließen, dass unter den gemachten Voraussetzungen eine Regulirung durch Aenderung von F_2 beinahe ohne Einfluss auf die Menge der angesaugten Luft ist.

In der Praxis sind diese Voraussetzungen nicht erfüllt, vielmehr ist bei unsern Locomotiven der Gesamtquerschnitt F_2 der Heizröhren im Mittel nur ohngefähr das Doppelte des Essenquerschnittes F_1 , es lässt sich daher erwarten, dass eine Regulirung der angenommenen Art unter Umständen wirksam genug ausfallen kann.

Die nähere Darlegung macht es nöthig, wieder einen besondern Fall näher zu untersuchen. Die Locomotive der Schweiz. Nordostbahn, deren Dimensionen den frühern Rechnungen zu Grunde gelegt wurden, ist in neuerer Zeit abgeändert worden; die Blasrohrmündung ist jetzt unveränderlich und hat einen Durchmesser von 120 Millim.; also einen Querschnitt $F = 0,01131$ Quadratmeter. Ebenso ist auch eine Esse von grösserer Weite aufgesetzt worden, deren Durchmesser 405 Millim. und deren Querschnitt daher $F_1 = 0,12882$ Quadratmeter beträgt. Im Uebrigen haben keine weitem Aenderungen stattgefunden, ich kann daher wieder, wie früher für diese Maschine $\mu = 3$ und den Querschnitt aller Heizröhren $F_2 = 0,22721$ Quadratmeter annehmen.

Hieraus bestimmt sich:

$$\frac{F_1}{F} = 11,390; \frac{F_2}{F} = 20,089 \text{ und } \frac{F_2}{F_1} = 1,7638$$

Die Substitution dieser Werthe in Gl. (86) ergibt dann:

$$\frac{L}{D} = 2,300$$

Und dieser Werth ergibt auch gleichzeitig den Maximalwerth des Verhältnisses zwischen Luft und Dampf; es ist das der gleiche Werth, der sich bei dieser Locomotive, als sie noch eine veränderliche Blasrohrmündung besass, bei mittlerer Blasrohröffnung herausgestellt hat. (s. S. 173.)

Hätte man bei Umänderung der entsprechenden Dimensionen

den vortheilhaftesten Essenquerschnitt wählen wollen, so hätte derselbe nach Gl. (90) S. 175 bestimmt werden müssen; für die angenommene Weite der Blasrohrmündung ($d = 120$ Millim.) ergibt sich

$$\frac{F_1}{F} = 12,641$$

und hiernach der vortheilhafteste Essendurchmesser

$$d_1 = 426 \text{ Millim.}$$

also etwas grösser, als er wirklich gewählt wurde. Das Verhältniss der angesaugten Luftmenge zur austretenden Dampfmenge hätte sich dann nach Gl. (86) herausgestellt zu

$$\frac{L}{D} = 2,434$$

also etwas günstiger. Die Rechnung setzt freilich voraus, dass der Coefficient μ auch nach der Abänderung gleich 3 anzunehmen ist.

Bei den weitem Betrachtungen sollen aber die Dimensionen angenommen werden, welche die Locomotive wirklich besitzt und zwar will ich voraussetzen die Regulirung geschehe nun dadurch, dass einzelne Reihen Heizröhren verdeckt werden, dass also der Gesamtquerschnitt F_2 derselben, in welchem die Gase nach der Rauchkammer strömen, Veränderungen erleiden. Bezeichne ich den Gesamtquerschnitt aller Heizröhren mit F_2 und den Querschnitt aller unverdeckten, offenen Röhren mit F_2^1 und setze ich nach der Reihe das Verhältniss:

$$\frac{F_2^1}{F_2} = 1, \frac{7}{8}, \frac{6}{8} \dots \text{bis } \frac{3}{8}$$

so ergeben sich mit Hülfe der Gleichung (86) S. 161 die Werthe der folgenden Tabelle:

Tabelle XIX.

$\frac{F_2^1}{F_2} =$	1	$\frac{7}{8}$	$\frac{6}{8}$	$\frac{5}{8}$	$\frac{4}{8}$	$\frac{3}{8}$
$\frac{F_2^1}{F_1} =$	1,764	1,543	1,323	1,102	0,882	0,661
$\frac{L}{D} =$	2,300	2,144	1,956	1,731	1,462	1,150

Die Werthe der letzten Zeile lassen erkennen, dass die Regulirung durch Verdecken einzelner Reihen der Feuerröhren eine sehr wirksame ist; ohne Zweifel wirksamer, als die Regulirung nach den beiden Methoden, die vorher behandelt wurden. Verdeckt man z. B. den vierten Theil aller Heizröhren, so sinkt das Verhältniss $\frac{L}{D}$ von 2,300 schon auf 1,956 herab. Vergleicht man aber

die Zahlenreihe für die Werthe von $\frac{L}{D}$ in der vorstehenden Tabelle mit den Werthen der letzten Zeile in Tab. XVIII, S. 175, die unter der Voraussetzung einer veränderlichen Blasrohrmündung erhalten wurden, so zeigt sich ein bemerkenswerther Unterschied.

Bei der Locomotive, deren Dimensionen hier und oben den Betrachtungen zu Grunde gelegt wurden, stellt sich das Maximum des Verhältnisses $L : D$ auf 2,300, wenn die Regulirung durch Verdecken einzelner Heizröhren allein bewerkstelligt wird und wenn vorausgesetzt wird es finde eben das Maximum des Zuges statt, durch Offenhalten sämtlicher Röhren. Das Maximum des genannten Verhältnisses war hingegen 2,808, wenn bei Regulirung mittelst veränderlicher Blasrohrmündung die grösste Verengung dieser Mündung stattfand. Im letztern Falle ist also das Verhältniss noch beträchtlich grösser; man müsste daher schliessen, wenn es wirklich die Praxis bei dieser Locomotive unter Umständen verlangte, die angesaugte Luftmenge nahe auf das Dreifache der Dampfmenge zu steigern, dass die Regulirung mittelst veränderlicher Blasrohrmündung oder auch die, mittelst veränderlicher Essenmündung, durch die dasselbe erzielt werden kann, vorzuziehen wäre. Am Schlusse der folgenden Betrachtung werde ich auf diese Frage zurückkommen.

Regulirung des Zuges durch Veränderung der Widerstände.

Die Widerstände, welche sich der Bewegung der Gase auf ihrem Wege vom Roste bis zur Esse hin entgegenstellen und die in unserer Grundformel durch den Werth μ gemessen oder beurtheilt werden, können auf verschiedene Arten willkürlich verändert werden. Veränderungen erleiden dieselben schon dadurch, dass die Höhe der Brennstoffschicht auf dem Roste vermehrt oder vermindert wird, oder dass vom Heizer das Brennmaterial, wie Steinkohlen, Coaks etc. in grössern oder kleinern Stücken aufgeworfen wird. Je mehr das Brennmaterial zerkleinert ist und je höher die Brennmaterialsicht auf dem Roste ist, um so grösser sind offenbar die Widerstände, welche die Luft beim Durchstreichen der Schicht zu überwinden hat, um so grösser ist der Werth μ in unserer Formel. Im Allgemeinen wird aber der Zug nicht in dieser Art geregelt, vielmehr erhält man die Brennstoffschicht nahe auf unveränderlicher Höhe und bewirkt die Regulirung des Zuges auf künstlichem Wege. Entweder geschieht dies auf diejenige Art, die schon oben erwähnt wurde, durch jalousienartigen Verschluss der Ausmündungen der Feuerröhren in die Rauchkammer, durch Schienen die mehr oder weniger gegen diese Mündungen geneigt gestellt werden, und die den Ausfluss der Gase in die Rauchkammer mehr oder weniger erschweren, oder man bringt eine verstellbare Klappe am Aschenfall an, durch deren Stellung der Zutritt der atmosphärischen Luft nach dem Roste erschwert oder erleichtert wird. Die letztere Art ist die einfachste und die verbreitetste; wir legen sie daher auch den weiteren Betrachtungen zu Grunde, es ist auch diejenige Regulirungsart, welche an derjenigen Locomotive zur Verwendung kommt, deren Dimensionen wir oben unsern speziellen Untersuchungen zu Grunde gelegt haben.

In unserer Grundgleichung

$$\frac{L}{D} = \sqrt{\frac{\left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1\right)}{\mu + \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2}}$$

sind jetzt alle Grössen unter dem Wurzelzeichen als unveränderlich anzusehen mit Ausnahme des Coefficienten μ , der um so grösser ausfällt, je mehr das Herbeitreten der Luft nach dem Roste durch Schliessen der Klappe am Aschenfall oder sonst wie, erschwert wird. Den wirklichen Werth des Coefficienten μ für eine gewisse Klappenstellung zu ermitteln, ist unmöglich, für unsere Zwecke aber auch nicht nothwendig; es genügt zu wissen, dass man diesem Coefficienten jeden beliebigen grossen Werth beilegen kann, ja dass er sogar bei vollständigem Verschluss der Klappe unendlich gross anzunehmen ist; in diesem Falle giebt die Gleichung für die angesaugte Luftmenge den Werth Null. Man erkennt aber im Weiteren aus der Formel auch, dass schon verhältnissmässig geringe Aenderungen von μ beträchtliche Aenderungen der Luftmenge L zur Folge haben können, weil das Verhältniss $F_2 : F_1$ selten mehr als 2 beträgt, der Einfluss desselben gegen μ also bald zurücktritt, je mehr μ wächst.

Wähle ich zur nähern Betrachtung das zuletzt behandelte Beispiel, setze ich wie dort für die Locomotive:

$$\frac{F_1}{F} = 11,390 \text{ und } \frac{F_2}{F_1} = 1,7638$$

und nehme ich an, bei vollkommen geöffneter Klappe am Aschenfall sei $\mu = 3$ so findet sich für die verschiedenen in der ersten Zeile der folgenden Tabelle angegebenen Werthe von μ das Verhältniss der Luftmenge L zur Dampfmenge D nach unserer Hauptgleichung nach Angabe der zweiten Zeile:

Tabelle XX.

$\mu =$	3	6	9	12	15
$\frac{L}{D} =$	2,300	1,883	1,634	1,462	1,336

Die Zusammenstellung lehrt, dass die Aenderung des Gesamtwiderstandes hervorgebracht durch das Verstellen der Klappe am Aschenfall oder auf andre Weise starke Veränderungen in der angesaugten Luftmenge zur Folge hat, dass also diese Regulirungs-

art sehr wirksam ist, ebenso wirksam, wie diejenige, bei der die Regulirung durch Verdecken einzelner Reihen der Feuerröhren geschieht. (Vergl. Tab. XIX S. 183.)

Vergleich der verschiedenen Regulierungsmethoden.

Obgleich die vorstehenden Betrachtungen über Regulirung der Blasrohrwirkung grossen Theils sich auf spezielle Fälle gründen, so sind sie doch vollständig geeignet, ein Anhalten beim Vergleich der verschiedenen Methoden zu geben.

Zunächst stellte sich heraus, dass je zwei der vier verschiedenen, überhaupt möglichen Regulierungsarten zu dem gleichen Erfolg führen.

Die Regulirung mit veränderlicher Blasrohrmündung und constantem Essenquerschnitt könnte vollständig ersetzt werden durch die Regulirung mit veränderlichem Essenquerschnitt bei constanter Blasrohrmündung, wenn man für den letztern Fall in oben angegebener Art die Dimensionen richtig wählt. Die letztere Regulirung führt aber jederzeit auf einen geringen Querschnitt der Blasrohrmündung, sie leidet daher an dem gleichen Uebel, verstärktem Gegendruck hinter dem Dampfkolben, wie die gewöhnliche Regulirung mit veränderlicher Blasrohrmündung. Da man überdies Schwierigkeiten finden würde, die Frage zu beantworten, wie nun eigentlich der Essenquerschnitt veränderlich gemacht werden soll und man ohne Zweifel zu diesem Zwecke einen complicirten Mechanismus herstellen müsste, so liegt durchaus kein Grund vor, so weit es die beiden genannten Regulierungsmethoden betrifft, von der bis jetzt noch ziemlich allgemein verbreiteten Methode, die anfachende Wirkung des Blasrohres durch Aenderung der Blasrohrmündung zu reguliren, abzugehen.

Die beiden andern Regulierungsmethoden, nämlich die durch Verdecken einzelner Heizröhren und diejenige, die Widerstände, welche die Gase auf dem Wege nach der Rauchkammer überwinden müssen, zu vermehren oder zu vermindern, was am leichtesten durch die verstellbare Klappe am Aschenfall geschieht, beide Me-

thoden führen, wie sich gezeigt hat, unter sich wieder zu denselben Resultaten. Man wird hiernach von diesen beiden diejenigen in der Praxis wählen, die den einfachsten Mechanismus erfordert und das ist offenbar bei der Regulirung mittelst der Klappe unter dem Roste der Fall.

Die Theorie führt sonach zu dem Resultate, dass von den vier verschiedenen Methoden der Zugregulirung, die überhaupt möglich sind, nur zwei der Praxis empfohlen werden können; nämlich die Regulirung mittelst veränderlicher Blasrohrmündung und die, mittelst eines Schiebers oder einer Klappe, durch welche der Zutritt der atmosphärischen Luft nach dem Roste geregelt wird. Einer solchen Empfehlung bedarf es aber gar nicht erst, man verwendet schon heut zu Tage in der Praxis allgemein bei Locomotiven keine anderen Methoden, als die angegebenen.

Es fragt sich daher nur noch, ob beide Arten der Zugregulirung gleich empfehlenswerth sind. Hierüber scheinen nun die Meinungen getheilt. In Deutschland und Frankreich regulirt man fast allgemein noch durch Veränderung der Blasrohrmündung, während in England, u. A. auch bei allen Locomotiven der Schweiz. Nordostbahn eine unveränderliche Blasrohrmündung angewendet wird und die Regulirung mittelst der Klappe am Aschenfall erfolgt.

Vergleicht man die Rechnungsergebnisse, die sich oben für beide der genannten Fälle herausstellten, so ist ersichtlich, dass wenigstens bei derjenigen Locomotive, welcher wir die Hauptdimensionen entnahmen, das Maximum des Verhältnisses der angesaugten Luftmenge L zur Dampfmenge D , die in gleicher Zeit abgeblasen wird, verschieden ausfällt.

Als die Locomotive noch mit veränderlicher Blasrohröffnung versehen war, betrug dieses Verhältniss bei grösster Verengung der Mündung nach S. 173

$$\frac{L}{D} = 2,808$$

während bei jetzigen Dimensionen, bei constanter Blasrohrmündung und ganz geöffneter Klappe am Aschenfall das Maximum dieses Verhältnisses

$$\frac{L}{D} = 2,300$$

beträgt. Man könnte daher geneigt sein, den Schluss zu ziehen, dass die angegebene Veränderung der Zugvorrichtung keine Verbesserung wäre. Es darf aber nicht übersehen werden, dass ich auf vorstehende Resultate gekommen bin, indem ich voraussetzte, der Werth μ in den benutzten Formeln sei vor und nach den an der Zugvorrichtung angebrachten Veränderungen derselbe geblieben; was ohne Zweifel nicht zuverlässig richtig ist. Geringe Aenderungen in der Art und Weise der Heizung, Höher- oder Tieferhalten der Brennstoffschicht, Erweiterung der Rostfugen, alle diese Aenderungen sind von starkem Einfluss auf den Werth μ und daher ist ein einfacher Vergleich der beiden Werthe von $L : D$, die ich so eben einander gegenüber stellte, bei vorliegender Frage nicht entscheidend; man wird vielmehr die Erfahrungen, die bis jetzt in dieser Beziehung gemacht worden sind, entscheiden lassen müssen und diese deuten darauf hin, dass keine der beiden Regulierungsmethoden der andern nachsteht, besonders wenn man, wie das jetzt häufig geschieht, noch ein besonderes Hilfsblasrohr anbringt, d. h. ein Röhrchen, dessen Mündungsaxe in der Axe der Esse liegt und das mit dem andern Ende in den Dampfraum des Kessels mündet. Dieses Hilfsblasrohr bietet noch den Vortheil, dass man, wenn nur überhaupt Dampf im Kessel ist, eine Anfachung des Feuers hervorbringen kann, auch wenn die Locomotive nicht in Bewegung ist.

An der Regulierungsmethode mit veränderlicher Blasrohrmündung tadelt man, dass bei starker Verengung der Mündung ein beträchtlicher Rückdruck auf den Kolben entsteht, also Arbeitsverlust herbeigeführt wird. Im Allgemeinen ist aber wohl das Uebel nicht bedeutend, da die Führer bei aufmerksamer Unterhaltung des Feuers sehr selten in die Lage kommen, die Blasrohrmündung bis auf das Minimum zu verengen und meist nur innerhalb enger Grenzen von dem mittlern Querschnitt abgehen. Es kommen überdies gewiss auch Fälle vor, in denen durch zu grosse Verengung der Blasrohrmündung keine Verstärkung, sondern eine Schwächung der anfachenden Wirkung des Blasrohrs hervorgebracht wird; wenn nämlich zu viel Luft, mehr Luft angesaugt wird, als zur Verbrennung nothwendig ist. Die übermässige Luftmenge wird offenbar eine Temperaturerniedrigung in der Feuerbüchse und in den Heizröhren, und daher geringere Dampferzeugung zur Folge haben.

Beim Vergleich der beiden Methoden darf man daher nicht danach fragen, bei welcher Anordnung das Maximum der angesaugten Luftmenge grösser ist, sondern ob beide Anordnungen die zur Verbrennung nöthige Luftmenge selbst dann herbeizuführen erlauben, wenn die Maschinen mit voller Stärke, d. h. mit grösstem Dampfverbrauche arbeiten. Bei den meisten Locomotiven mit veränderlicher Blasrohrmündung kann man das aber mit der mittleren Blasrohröffnung schon erreichen und man wird daher nur im Falle der Noth, wenn bei starkem Dampfverbrauche zugleich eine Steigerung der Dampfspannung im Kessel nöthig wird, zu starker Verengung der Blasrohrmündung seine Zuflucht nehmen.

Genau dasselbe Resultat erreicht man aber offenbar auch durch eine constante mittlere Blasrohröffnung, wenn man für den Fall der Noth, der aber gewöhnlich nur bei Unachtsamkeit des Führers eintritt, das Hilfsblasrohr in Thätigkeit treten lässt.

In beiden Fällen ist die Erzeugung eines übermässigen Zuges mit Nachtheil verbunden, bei starker Verengung der Blasrohrmündung wegen des verstärkten Rückdruckes am Kolben, bei Eröffnung des Hilfsblasrohres wegen des Verlustes an Kesseldampf.

Im Allgemeinen legt man aber wohl den Regulirungsvorrichtungen überhaupt eine grössere Wichtigkeit bei, als sie verdienen; die Regulirung mittelst der genannten Vorrichtungen ist erst in zweiter Linie von Bedeutung; in erster Linie regulirt die einfache Blasrohrvorrichtung schon von selbst, ohne dass der Locomotivenführer irgendwie eingreifen braucht. Da, wie ich bewiesen habe, die vom Blasrohr angesaugte Luftmenge der verbrauchten Dampfmenge direct proportional ist, so wird bei richtiger Wahl der Dimensionen auch jederzeit die erforderliche Luftmenge herbeigeführt, mögen nun die Maschinen viel oder wenig Dampf verbrauchen. Es lässt sich recht wohl denken, dass bei äusserst sorgfältig geführter Heizung eine weitere Regulirungsvorrichtung gar nicht nothwendig wäre; jedenfalls darf man annehmen, dass diese Vorrichtungen weniger dazu dienen, den Blasrohrapparat in seiner Thätigkeit zu corrigiren, als vielmehr dazu, Unregelmässigkeiten zu beseitigen, die in der Art und Weise der Führung der Feuerung u. s. w. ihren Grund haben.

Bis jetzt hat man allgemein angenommen, dass es zur Beantwortung aller im Vorstehenden behandelten Fragen, nöthig sei, das Gesetz zu kennen, nach welchem sich die Luftverdünnung in der Rauchkammer und der sogenannte Blasrohrdruck, d. h. die Dampfspannung vor der Blasrohrmündung ändert; die Beobachtungen, die uns darüber vorliegen, waren auch speziell darauf gerichtet. Die oben angestellten Betrachtungen haben aber bewiesen, dass sich die Wirkung des Locomotivenblasrohres vollständig darlegen lässt, ohne dass der Blasrohrdruck und die Luftverdünnung in der Rauchkammer und Feuerbüchse bekannt zu sein braucht. Im Allgemeinen kann ich daher mit dem Gegebenen die vorgelegte Frage „nach dem Gesetze, nach welchem der Blasrohrapparat einer Locomotive die zur Verbrennung erforderliche Luft herbeiführt“, als gelöst hinstellen; weitere Untersuchungen in der angegebenen Richtung sollten nun darauf ausgehen, auf Grund der Erfahrungen im Locomotivenbetrieb für verschiedene Locomotiv-Systeme und verschiedene Brennmaterialien den Werth festzustellen, den ich in den angegebenen Formeln mit μ bezeichnet habe und den ich wegen Mangel an den erforderlichen Beobachtungsergebnissen nur für eine Locomotive und für Steinkohlenheizung annähernd bestimmen konnte (s. S. 172). Ist über diesen Coefficienten μ Genaueres bekannt, dann kann man mit Hülfe der auf S. 177 angegebenen Formeln (91) und (92) aus dem gegebenen Querschnitt F_2 sämtlicher Heizröhren leicht in der dort angedeuteten Weise den Blasrohrquerschnitt F und den vortheilhaftesten Essenquerschnitt F_1 bestimmen und dann im Weiteren wieder die Wirkung der verschiedenen Regulirungsvorrichtungen näherer Prüfung unterwerfen.

Man könnte geneigt sein, anzunehmen, dass der Coefficient μ , der von der Temperatur in der Rauchkammer, vorzüglich aber von den sämtlichen Widerständen abhängt, welche die Gase auf dem Wege nach der Rauchkammer vorfinden, sehr veränderlich sein müsse. Ich habe jedoch Gründe, anzunehmen und werde auf diese Frage unten zurückkommen, dass bei verschiedenen Locomotiven und selbst bei verschiedenen Brennmaterialien der Coefficient μ in Wirklichkeit nur zwischen engen Grenzen schwankt und dass sein Werth bei normalem Gange der Heizung gewöhnlich zwischen 3 und 5 liegt. Bei der Locomotive, deren Dimensionen unsern Beispielen zu Grunde gelegt wurden, fand sich $\mu = 3$

(s. S. 172), dieser Werth ist aber eher zu klein, als zu gross. Bis auf Weiteres lässt sich vielleicht $\mu = 4$ annehmen, welcher Werth, wie sich zeigen wird, auch nach den Clark'schen Versuchen über die Blasrohrpressung und über das Vacuum in der Rauchkammer, sich als wahrscheinlicher Mittelwerth herausstellt; natürlich immer einen normalen Gang der Heizung vorausgesetzt.

Obgleich, wie schon hervorgehoben wurde, die oben angestellten Untersuchungen vollständigen Aufschluss über die Wirkungsweise des Blasrohrapparates geben, auch ohne die Kenntniss des sogenannten Blasrohrdruckes und der Luftverdünnung in der Rauchkammer, so erscheint es doch, da in dieser Schrift die Frage nach allen Seiten hin beleuchtet werden soll, nothwendig die Untersuchungen auch in der angedeuteten Richtung auszudehnen.

Der Blasrohrdruck, den man gewöhnlich, wenigstens unter der Voraussetzung eines schnellen Laufes der Locomotive im Mittel als constant annimmt, hängt wesentlich vom Drucke des Dampfes im Dampfeylinder ab und von dem Gesetze, nach welchem sich der Druck des Dampfes daselbst während seines Ausströmens durch die Dampfcanäle ändert.

Das Gesetz nach welchem das Ausströmen nach dem Blasrohre erfolgt, ist unzweifelhaft ein ausserordentlich verwickeltes, denn nicht nur hat man es hier mit einer veränderlichen Ausflussmündung zu thun, da der Dampfschieber den Ausströmungscanal allmählig öffnet und schliesst, sondern der vorwärts eilende Dampfkolben schiebt auch noch das im Abströmen begriffene Dampfquantum vor sich her nach dem Dampfcanale hin.

Man hat bis jetzt noch nicht einmal den Versuch gemacht, das Verhalten des Dampfes hinsichtlich seiner Druckänderungen während seines Ausströmens aus einem Dampfeylinder auf theoretischem Wege näher zu studiren, vielmehr bei allen Rechnungen, die sich auf die Wirkung des Dampfes im Cylinder einer Dampfmaschine beziehen, einfach einen mittlern constanten Druck hinter dem Dampfkolben angenommen und sich in Betreff der Grösse desselben auf die Angaben von Indicator diagrammen gestützt. Wie sich dieser Druck mit der Weite des Dampfeylinders, dem Querschnitte der Dampfcanäle, mit der Rotationsgeschwindigkeit, mit den Schieber- und Steuerungsdimensionen u. s. w. ändert, ist nur im Allgemeinen aus dem Vergleiche verschiedener Indicator diagramme bekannt.

Man kann aber recht wohl auf dem Wege der Rechnung die Sache weiter verfolgen, als auf den ersten Blick zu erwarten wäre und als es bis jetzt überhaupt geschehen ist. Theoretische Untersuchungen nach dieser Richtung hin können nun freilich der Natur der Sache nach nur angenähert richtig sein; die Resultate meiner Rechnungen stimmen aber vollkommen mit den Angaben der Indicatorgramme, geben ein Bild von den eigenthümlichen Vorgängen und lassen sehr wohl den Einfluss derjenigen Dimensionen auf das Dampfausströmen erkennen, durch welche die Dampfvertheilung erfolgte.

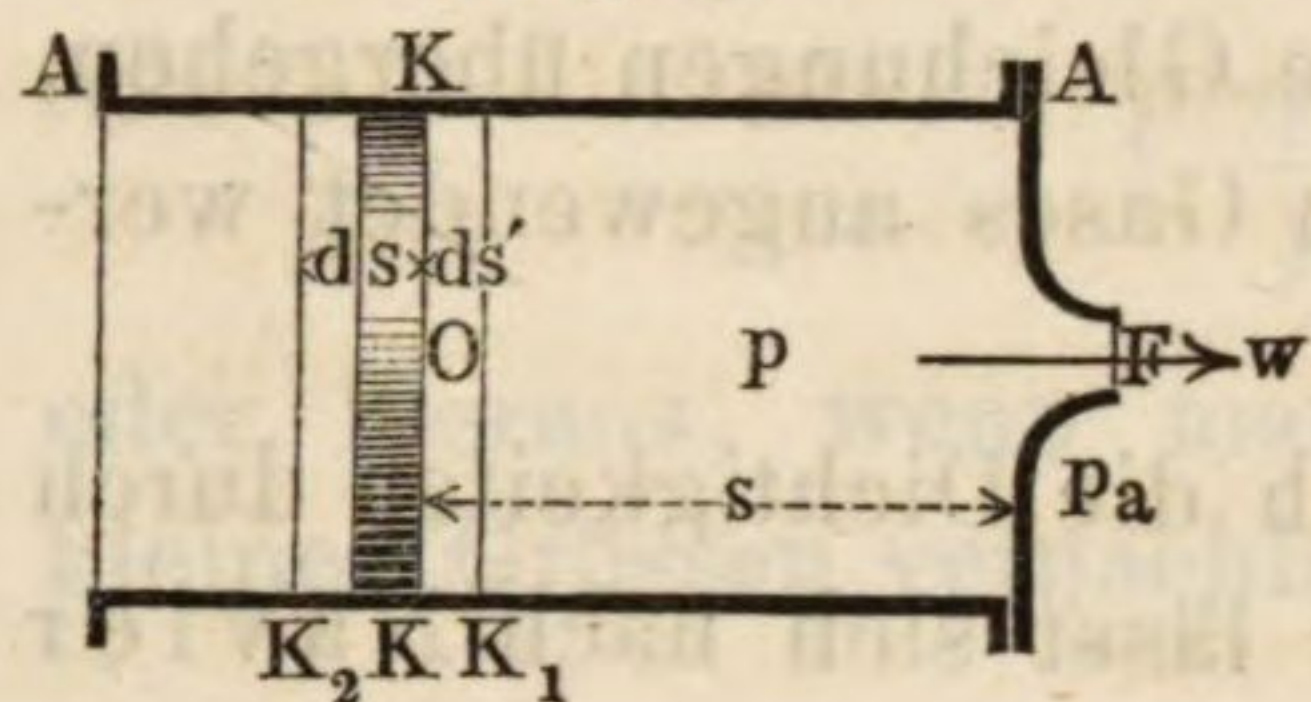
Die nähere Erörterung der Frage erfordert jedoch zunächst eine Voruntersuchung über das Gesetz, nach welchem das Ausströmen der Gase und Dämpfe unter veränderlichem Drucke erfolgt.

Das Ausströmen der Gase und Dämpfe unter veränderlichem Drucke.

Die Untersuchungen in Cap. I des II. Abschnittes über den Ausfluss der Gase und Dämpfe wurden unter der ausdrücklichen Voraussetzung durchgeführt, dass der Ausfluss unter constantem Drucke in einen Raum erfolge, in welchem der Druck auch auf constanter Höhe erhalten werde. Anders und complicirter gestaltet sich jedoch die Aufgabe, wenn vorausgesetzt wird, dass während des Ausströmens gleichzeitig Volumenveränderungen des Ausflussgefäßes, also gleichzeitig Compression oder Expansion des ausströmenden Gases im Ausflussgefäße stattfindet. Denkt man sich, das Gefäß *AA* sei ein Cylinder (Holzst. Fig. 22), in dessen Boden sich eine Ausflussöffnung vom Querschnitte *F* befindet und in welchem ein beweglicher Kolben vom Querschnitte *O* nach der Mündung hin oder von dieser ab nach beliebigem Gesetze verschoben wird, so wird die im Cylinder eingeschlossene Gas- oder Dampfmenge mit veränderlicher Geschwindigkeit *w* zum Ausfluss gelangen und der Druck *p* im Innern wird sich nach bestimmtem Gesetze, auf dessen Ermittlung es hier eben ankommt, ändern. Ist *s* der Abstand des Kolbens vom

Boden des Cylinders in einem bestimmten Augenblicke, so ist das Luftvolumen $v = Os$ und das Gesetz der Kolbenbewegung

Fig. 22.



ist bekannt, sobald s als Funktion der Zeit gegeben ist; es soll nun aber bei den weiteren Betrachtungen die Aufgabe dadurch noch erweitert werden, dass wir annehmen, es sei auch noch der Querschnitt F der Ausflussmündung selbstveränderlich und zwar sei F ebenfalls als Funk-

tion der Zeit gegeben. Das Gas oder der Dampf mag jedoch in einen Raum ausströmen, in welchem der constante Druck p_a herrscht.

Ist nun zur Zeit t der Druck im Innern p , die Ausflussgeschwindigkeit w , der Querschnitt der Ausflussöffnung F , so würde, wenn die Werthe p und F constant erhalten würden, in der Sekunde das Gasvolumen

$$\mu F w$$

zum Ausfluss gelangen (bei äusserm Drucke gemessen), wenn mit μ der Ausflusscoefficient bezeichnet wird. Ist γ_a die dem äussern Drucke entsprechende Dichtigkeit, so ist sonach das Gewicht der Gas- oder Dampfmenge die in der unendlich kleinen Zeit dt zum Ausfluss gelangt:

$$\mu F w \gamma_a dt$$

Soll aber, wie vorausgesetzt wird, während dieser unendlich kleinen Zeit dt der Druck im Innern des Gefässes constant bleiben, so müsste der Kolben KK um einen gewissen Weg

$$KK_1 = ds^1$$

nach der Mündung hin verschoben werden; das bei innerem Drucke gemessene, zum Ausfluss gelangte Luftvolumen wäre sonach Os^1 und das Gewicht desselben, wenn γ die dem Drucke p entsprechende Dichtigkeit darstellt

$$O\gamma ds^1$$

und daher folgt die Gleichung:

$$O\gamma ds^1 = \mu F w \gamma_a dt \quad (93)$$

aus welcher sich ds^1 berechnen lässt.

(Da die Grundgleichungen, die sich hier herausstellen, unten vornehmlich für Wasserdampf in Gebrauch genommen werden sollen, so sollen die Umformungen der einzelnen Gleichungen immer mit Rücksicht auf Dämpfe stattfinden, und nur nebenbei mag gezeigt werden, in welche Form die Gleichungen übergehen, wenn sie auf Ausfluss eines permanenten Gases angewendet werden sollen.)

In der letzten Gleichung lassen sich die Dichtigkeiten durch die Spannungen ausdrücken, und zwar lässt sich nach Navier annähernd setzen:

$$\gamma = \beta(a + p) \text{ und } \gamma_a = \beta(a + p_a)$$

wobei β und a constante Grössen sind, deren Werthe auf S. 93 angegeben wurden.

Man hat sonach:

$$\frac{\gamma_a}{\gamma} = \frac{a + p_a}{a + p}$$

oder annähernd, weil a gegen p und p_a klein ist:

$$\frac{\gamma_a}{\gamma} = \frac{p_a}{p}$$

Diese Gleichung gilt selbst für permanente Gase, wenn, wie gewöhnlich vorausgesetzt wird, der Ausfluss bei constanter Temperatur erfolgt. Die Substitution in Gl. (93) ergibt nun für ds^1

$$ds^1 = \mu \frac{p_a}{p} \cdot \frac{F}{O} w dt \quad (94)$$

Diese Formel ergibt also den Weg ds^1 , um welchen der Kolben K (Holzst. Fig. 22) gegen die Mündung hin verschoben werden müsste, wenn während der Zeit dt in Folge des Ausflusses keine Druckänderung im Cylinder stattfinden soll. In Wirklichkeit findet aber unserer Voraussetzung gemäss die Verschiebung des Kolbens nicht in dieser vorgeschriebenen Weise statt; ich will mir vielmehr vorstellen, der Kolben werde nicht um ds^1 gegen die Mündung hin, sondern um $KK_2 = ds$ (Fig. 22) zurückgezogen, es soll also neben Ausfluss gleichzeitig Expansion stattfinden. Unter dieser Voraussetzung wird gewissermaassen in der unendlich kleinen Zeit dt das Volumen $O(s - ds^1)$ in das Volumen $O(s + ds)$ übergehen und wenn man dabei wie bei allen ähnlichen Proble-

men die Hypothese zu Grunde legt, die Expansion geschähe bei constanter Temperatur, so gilt das Mariotte'sche Gesetz und man erhält, wenn $p + dp$ den Druck nach der Zeit dt darstellt, die Beziehung

$$\frac{p + dp}{p} = \frac{O(s - ds^1)}{O(s + ds)}$$

oder hieraus, wenn man die höheren Potenzen der unendlich kleinen Grössen vernachlässigt:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{ds}{s} - \frac{ds^1}{s}$$

Fände Compression statt Expansion statt, d. h. würde der Kolben während des Ausflusses nicht zurückgezogen, sondern gegen die Mündungsebene vorwärts geschoben, so ändert ds einfach das Zeichen und man erhält allgemein:

$$\frac{dp}{p} = \pm \frac{ds}{s} - \frac{ds_1}{s}$$

in welcher Gleichung das obere Zeichen für Compression, das untere für Expansion gilt.

Substituiert man hier noch den Werth ds^1 nach Gl. (94), so findet sich nach einigen einfachen Reductionen

$$dp = \frac{\pm Op \frac{ds}{dt} - \mu F p_a w}{Os} dt. \quad (95)$$

Da in dieser Gleichung w als Funktion von p bekannt ist, wie gleich näher angedeutet werden soll, und da der Kolbenweg s sowohl, als der Querschnitt F der Ausflussmündung als bekannte Funktionen der Zeit angenommen werden, so führt die Integration auf eine Beziehung der Spannung p zur Zeit t . Die Gleichung giebt den Schlüssel zur Lösung einer ganzen Reihe von Problemen *), es ist nur, wie eben erwähnt, die Geschwindigkeit w als

*) In ganz ähnlicher Weise lässt sich auch das Einströmen in den Cylinder erklären. Nimmt man an, der constante Druck p_a ausserhalb des Cylinders AA (Holzst. Fig. 22) sei grösser, als der Druck p im Cylinder, so wird das Gas oder der Dampf von aussen her in den Cylinder treten und wenn dabei ebenfalls der Kolben als in Bewegung begriffen angenommen wird, so lässt sich in gleicher

Funktion von p zu substituieren. Für Dämpfe kann man hier die Redtenbacher'sche Gleichung verwenden, von der früher auf S. 86 nachgewiesen wurde, dass sie für nicht zu beträchtliche Spannungsdifferenzen Resultate giebt, die recht gut mit denen unserer Gleichungen (27) und (28) S. 80 übereinstimmen.

Ich setze daher nach Gl. (20) S. 77

$$w = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log \frac{\alpha + \beta p}{\alpha + \beta p_a}}$$

oder einfacher, wenn das Verhältniss $\alpha : \beta$ der beiden Navier'schen Constanten mit a bezeichnet wird

$$w = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log \frac{a + p}{a + p_a}}$$

Nun ist aber näherungsweise für unbedeutende Druckdifferenzen:

$$\log \frac{a + p}{a + p_a} = \log \left(1 + \frac{p - p_a}{a + p_a} \right) = \frac{p - p_a}{a + p_a}$$

Art eine Differentialgleichung aufstellen, durch deren Integration der Druck p sich als Funktion der Zeit t herausstellt.

Die Gleichung ist dann, wenn die gleiche Bezeichnung wie im Texte beibehalten wird:

$$\frac{dp}{p} = \frac{\mp O \frac{ds}{dt} + \mu F w}{O s} dt$$

wobei das obere Zeichen gilt, wenn der Kolben vor dem eintretenden Gase mit der Geschwindigkeit

$$\frac{ds}{dt}$$

zurückweicht, das untere Zeichen, wenn er mit dieser Geschwindigkeit gegen die Mündungsebene vorrückt. Diese Gleichung lässt sich verwenden, wenn die Spannungsänderungen in einem Dampfeylinder während des Dampfeintrittes untersucht werden sollen. Auf nähere Betrachtungen soll hier nicht eingegangen werden; die Behandlung der Gleichung ist die nämliche, wie im Text bei Untersuchung des Ausströmens näher dargelegt wird. Für die Geschwindigkeit w ist aber hier für verhältnissmässig geringe Druckdifferenzen

$$w = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \frac{p_a - p}{a + p}}$$

zu substituieren, wie ebenfalls aus den weiteren Entwicklungen des Textes ersichtlich ist.

daher ist auch unter dieser Voraussetzung

$$w = \sqrt{\frac{2g(p - p_a)}{\beta(a + p_a)}}$$

oder weil der unter dem Wurzelzeichen auftretende Nenner nichts anderes, als die dem äussern constanten Drucke p_a entsprechende Dichtigkeit γ_a darstellt:

$$w = \sqrt{2g \frac{p - p_a}{\gamma_a}} \quad (96)$$

Diese Gleichung gilt, wie früher nachgewiesen wurde, auch für permanente Gase.

Die beiden Gleichungen (95) und (96) verbunden, können nun zur Lösung spezieller Probleme benutzt werden, freilich nimmt im Allgemeinen selbst bei scheinbar einfachen Aufgaben die Gl. (95) durch Substitution von w leicht eine Form an, die der Integration grosse Schwierigkeiten entgegenstellt. Von den zahlreichen Problemen mag hier nur eines und zwar das wichtigste, auf das wir auch weiter unten zurückkommen werden, behandelt werden; ich will untersuchen, nach welchem Gesetze die Spannungsabnahme im Ausflussgefässe erfolgt, wenn das Volumen V desselben constant erhalten, der Kolben K (Holzst. Fig. 22) im Cylinder A , also während des Ausflusses durch die variable Ausflussöffnung F nicht verschoben wird.

In diesem Falle ist $Os = V$ constant und daher $ds = 0$; die Gleichung (95) schreibt sich dann einfacher:

$$dp = -\mu \cdot \frac{F}{Os} p_a w dt$$

oder unter Benutzung von Gl. (96)

$$\frac{dp}{V(p - p_a)} = -\frac{\mu p_a}{V} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}} \cdot F dt$$

Integrirt man diese Gleichung unter der Voraussetzung, dass bei Beginn der Zeitzählung die Spannung im Ausflussgefässe p_1 ist, so folgt:

$$\gamma \frac{p - p_a}{p - p_a} = \gamma \frac{p_1 - p_a}{p_1 - p_a} - \frac{\mu p_a}{2V} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}} \int_0^t F dt \quad (97)$$

Nach dieser Gleichung lässt sich, wenn der variable Querschnitt F als Funktion der Zeit bekannt ist, für jede Zeit die Dampfspannung im Innern des Ausflussgefässes berechnen.

Unter der speziellen Voraussetzung, dass der Querschnitt F der Ausflussöffnung constant ist, findet sich:

$$\sqrt{p - p_a} = \sqrt{p_1 - p_a} - \frac{\mu F p_a t}{2V} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}}$$

oder durch einfache Umformung

$$\sqrt{2g \frac{p - p_a}{\gamma_a}} = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_a}{\gamma_a}} - \frac{\mu F t}{2V} \cdot 2g \cdot \frac{p_a}{\gamma_a} \quad (98)$$

Das Glied auf der linken Seite dieser Gleichung ist die Ausflussgeschwindigkeit w zur Zeit t und das erste Glied rechts die Geschwindigkeit bei Beginn der Zeitzählung; man schliesst daher, dass hier die Geschwindigkeit gleichförmig mit der Zeit abnimmt und dass, wenn man die Zeit als Abscisse, die Ausflussgeschwindigkeit als Ordinate sich aufgetragen denkt, die Abnahme durch eine Gerade, die sich gegen die Abscissenaxe senkt, dargestellt wird. Daraus lässt sich dann leicht auf das Gesetz der Spannungsabnahme schliessen.

Die Zeit, nach welcher die Spannung im Gefässe auf die äussere Spannung herabgesunken ist, nach welcher also der Ausfluss vollendet ist, bestimmt sich aus Gl. (98) für $p = p_a$

$$t = \frac{2V\gamma_a}{\mu F \cdot 2gp_a} \cdot \sqrt{2g \cdot \frac{p_1 - p_a}{\gamma_a}}$$

Es braucht wohl kaum darauf speziell hingewiesen zu werden, dass der Natur der Sache nach die vorstehenden Rechnungsergebnisse nur angenähert richtige sein können. An Versuchen, die zur Prüfung der Formeln verwendet werden könnten, fehlt es leider gänzlich. Weisbach macht im „Civilingenieur“ Bd. V. S. 1 vorläufig einige Mittheilungen über die Resultate von Versuchen „über Ausfluss der Luft unter hohem Drucke“; die Angaben genügen aber leider für vorliegende Zwecke nicht. Im Interesse der Wissenschaft wäre sehr zu wünschen, dass Weisbach seine Versuchsreihen vollständig veröffentlichen würde.

Auf ein anderes Problem, das ebenfalls von allgemeinerem Interesse ist, führt die Frage nach den Pressungsänderungen im

Cylinder *AA* (Fig. 22), wenn das Gas oder der Dampf durch eine constante Ausflussöffnung strömt, der Kolben *K* aber während des Ausströmens mit beliebiger Geschwindigkeit *c* sich gleichförmig bewegt. Dann ist

$$\frac{ds}{dt} = c$$

in Gl. (95) zu substituiren und ferner für *s* zu setzen:

$$s = s_0 \pm ct$$

wobei *s*₀ die Kolbenposition bei Beginn der Zeitzählung angiebt. Für diesen Fall ist die Integration der Gl. (95) ebenfalls ausführbar, doch ergibt sich schon eine sehr complicirte Formel. Da in der Folge dieses Problem keine Verwendung findet, so soll hier von einer weiteren Verfolgung abgesehen, vielmehr nun das Gesetz des Ausströmens des Dampfes aus dem Cylinder einer Dampfmaschine mit Schiebersteuerung näher betrachtet werden.

Das Ausströmen des Dampfes aus dem Cylinder der Dampfmaschinen mit Schiebersteuerung.

Die Untersuchung über das Dampfausströmen aus einem Dampfeylinder, bei welchem die Dampfvertheilung durch eine Schiebersteuerung erfolgt, erfordert zunächst die Kenntniss des Gesetzes, nach welchem der Dampfschieber den Austrittscanal öffnet und schliesst. Ich denke mir, die Dampfvertheilung erfolge durch einen Schieber und wie bei Locomotiven, durch eine der gebräuchlichen Coulissensteuerungen; setze aber im Folgenden die Kenntniss der Anordnung solcher Steuerungen voraus.

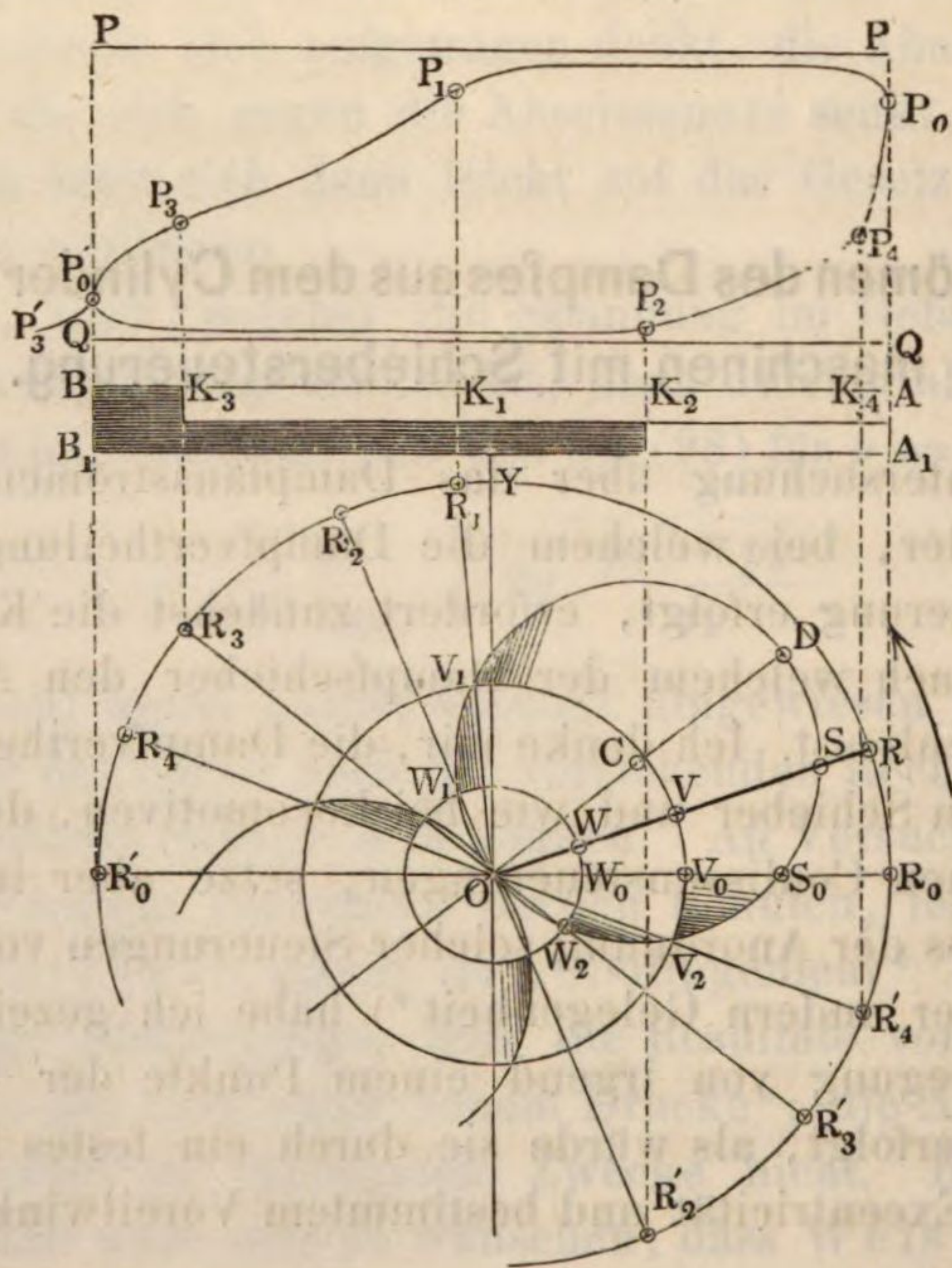
Bei einer andern Gelegenheit*) habe ich gezeigt, dass die Schieberbewegung von irgend einem Punkte der Coulisse aus jederzeit so erfolgt, als würde sie durch ein festes Excenter mit bestimmter Excentricität und bestimmtem Voreilwinkel hervorge-

*) Die Schiebersteuerungen. Mit besonderer Berücksichtigung der Locomotivensteuerungen. 2. Auflage. Freiberg 1862.

bracht; verschiedene Punkte der Coulissee entsprechen gewissermaassen verschiedenen Excentern mit andern Voreilwinkeln und anderer Excentricität und die verschiedenen Coulisssensteuerungen von Stephenson, Gooch, Allan u. s. w. unterscheiden sich nur durch das Gesetz der Veränderung dieser beiden Grössen bei veränderter Lage des Steuerhebels. Am gleichen Orte habe ich ferner gezeigt, dass das Gesetz der Dampfvertheilung sich übersichtlich durch ein einfaches Diagramm darlegen lässt, das ich hier auch zur Beantwortung der vorliegenden Frage benutzen werde. Es bezeichnet ϱ die einer gewissen Coulisssenposition oder einem gewissen Expansionsgrade entsprechende Excentricität und δ sei der zugehörige Voreilwinkel; überdies sei e die äussere und i die innere Schieberdeckung; mit Hülfe dieser Werthe bestimmt sich die Dampfvertheilung in folgender Art:

An das Perpendikel OY (Holzst. Fig. 23) zur Linie $R_o R'_o$ trage man den Winkel $DOY = \delta$ an, mache die Länge $OD = \varrho$

Fig. 23.



und beschreibe über OD als Durchmesser einen Kreis. Ebenso beschreibe man von O aus mit den Radien $OV = e$ und $OW = i$

die in der Figur angegebenen Kreise, sowie mit der Länge OR_o , welche Länge den Kurbelradius repräsentirt, den Warzenkreis $R_oRR'_o$.

Hiermit ist das Schieberdiagramm vollendet. Denkt man sich nämlich die Kurbel in der Lage OR_o in ihrem todten Punkte und um den Winkel $ROR_o = \omega$ in der Richtung des angegebenen Pfeiles gedreht, so giebt die Länge der Sehne OS auf der Richtung des Kurbelradius gemessen, die Ausweichung des Schiebers aus der Mitte seines Hubes für diese Kurbellage; ferner ist, wie ich a. a. O. bewiesen habe, für diese Kurbellage die Länge VS die Eröffnung des Dampfeintritts- und WS die Eröffnung des Dampfaustrittscanales. Steht die Kurbel in der Richtung OR_o , geht sie also eben durch den einen todten Punkt, so sind diese Eröffnungen des Ein- und Austrittscanales durch die Längen S_oV_o und W_oS_o gemessen. (Lineares Voreilen.) Sucht man jetzt die 4 Durchschnittspunkte $V_1 W_1 W_2 V_2$ der beiden Deckungskreise, d. h. der mit $OV = e$ und $OW = i$ beschriebenen Kreise mit demjenigen Kreise, der über $OD = \rho$ beschrieben wurde, und verbindet diese Punkte mit O und verlängert sie darüber hinaus, so ergiebt OR_1 die Kurbellage, bei welcher eben der Dampfeintritt abschliesst und die Expansion beginnt. OR_2 ist die Kurbellage, bei welcher der Dampfaustritt hinter dem Kolben aufhört, also die Compression beginnt. Bei OR_3 beginnt der Dampfaustritt vor dem Kolben und bei OR_4 der Dampfeintritt hinter dem Kolben. Aus diesen Hauptkurbellagen ermitteln sich leicht die zugehörigen Kolbenpositionen. Mache AB parallel und gleich $R_oR'_o$, so repräsentirt diese Länge den ganzen Kolbenhub; da ich angenommen habe, die Kurbel bewege sich von der Lage OR_o im todten Punkte in der Richtung des Pfeiles, so findet sich die zugehörige Kolbenposition (näherungsweise), wenn man von der Warze R aus in den verschiedenen Lagen Perpendikel gegen AB fällt. Bei der Bewegung der Kurbel durch den oberen Halbkreis geht der Kolben von A nach B , bei der Bewegung durch den andern Halbkreis wieder zurück, also von B_1 nach A_1 . Der bequemern Uebersicht wegen soll nun nur der Eintritt und Austritt des Dampfes auf der rechten Seite des Kolbens näher untersucht werden.

Beginnt der Kolben in A seinen Lauf, so tritt vor ihm (rechts) frischer Dampf in den Cylinder, denn bei Beginn des Hubes ist

der Dampfeintrittscanal schon um das lineare Voreilen $V_o S_o$ geöffnet. Der Dampfeintritt findet auf dem ganzen Wege AK_1 statt, bis bei der Kolbenposition K_1 der Dampfabschluss erfolgt; hier beginnt die Expansion. Die Expansion des Dampfes reicht bis zur Kolbenposition K_3 , die sich ermittelt, indem man OW_2 über O hinaus verlängert und von der entsprechenden Warzenstellung R_3 das Perpendikel R_3K_3 gegen AB fällt.

Während nun der Kolben vollends den Weg K_3B bis zum Hubende B zurücklegt, findet rechts fortwährend schon Dampfaustritt statt und wenn er das Ende des Hubes erreicht hat, ist der Austrittscanal um die Länge $S_o W_o$ eröffnet. Nun beginnt der Kolben den Rückweg; auf dem ganzen Wege von B_1 nach K_2 hin, findet rechts Dampfaustritt statt, bis endlich bei der Kolbenposition K_2 der Schieber den Austrittscanal schliesst. Diese Position K_2 findet sich, indem man OW_1 über O hinaus verlängert und von der entsprechenden Lage R_2 der Warze das Perpendikel R_2K_2 gegen AB fällt. Während der Kolben weiter von K_2 nach K_4 geht, findet Compression (rechts) statt, und bei K_4 beginnt, bevor also der Kolben den Ausgangspunkt A erreicht, der Dampfeintritt, denn bei der Kurbellage R_4 beginnt sich schon der Eintrittscanal zu öffnen.

Nach diesen Vorbereitungen lässt sich nun mit Hülfe der Figur und zugleich aus der bekannten Form der Indicatorcurven diejenige Frage im Allgemeinen zunächst erörtern, auf die es bei vorliegenden Untersuchungen ankommt; es soll nämlich die Aenderung ermittelt werden, welche in der Dampfspannung während des Kolbenlaufes stattfindet. Zu diesem Zwecke ist im obern Theile der Figur 23 noch ein Indicordiagramm zugefügt worden. Die Ordinaten der Curven (die Länge AB als Abscissenaxe betrachtet), stellen die Grösse des Dampfdruckes im Cylinder für jede Kolbenposition dar; der obere Theil der geschlossenen Curve gilt für den Hingang, der untere für den Rückgang.

Die ganze Curve ist aus sechs verschiedenen Curven zusammengesetzt, deren Verlauf sich auch ohne weitere Rechnung im Allgemeinen angeben lässt, wie folgt:

Wenn der Kolben bei A seinen Lauf beginnt, findet rechts von demselben ein Dampfdruck statt, der durch die Ordinate AP_o dargestellt wird; repräsentirt AP den Dampfdruck im Schieberkasten, so wird AP_o kleiner, als AP sein, weil der Dampf beim

Eintritt in den Cylinder Widerstände zu überwinden hat und der Dampfcanal nur erst sehr wenig, nur um das lineare Voreilen S_oV_o eröffnet ist. Das Curvenstück P_oP_1 , welches die Veränderungen des Dampfdruckes im Cylinder während des Dampfeintrittes angiebt, wird von P_o ab gerechnet, erst noch etwas aufsteigen, da der Schieber, wie das Schieberdiagramm zeigt, mehr und mehr öffnet; dann zieht sich die Curve nahe parallel der Abscissenaxe AB hin, und beginnt sich schon vor dem Punkte P_1 , in welchem die Dampfabspernung eintritt, etwas zu senken, weil der Schieber allmählig schliesst, den Eintrittscanal also nicht plötzlich absperrt. Bei der Kolbenposition K_1 beginnt nun die Expansion, K_1P_1 repräsentirt die Dampfspannung in diesem Augenblicke; während der Kolben den Weg K_1K_3 zurücklegt, findet wegen der Expansion eine Abnahme der Spannung statt, das Curvenstück P_1P_3 ergiebt das Gesetz der Abnahme. Fände, wie gewöhnlich angenommen wird, die Expansion bei constanter Temperatur statt und würde sich der Dampf wie ein permanentes Gas verhalten, so wäre die Curve P_1P_3 ein Stück einer gleichseitigen Hyperbel, deren Asymptoten AB und AP wären. In Wirklichkeit ist das freilich nicht der Fall, wie schon ein Blick auf ein wirkliches Indicordiagramm lehrt. Die mechanische Wärmetheorie giebt über den Verlauf dieses Curvenstückes zuverlässig Aufschluss, doch ist hier nicht der Ort, näher auf diese Frage einzugehen. Die Ordinate K_3P_3 repräsentirt den Dampfdruck am Ende der Expansion und bei der Kolbenposition K_3 beginnt der Austrittscanal sich zu eröffnen. Während der Kolben also noch den Weg K_3B bis zum Ende des Hubes zurücklegt, öffnet sich der Austrittscanal mehr und mehr und ziemlich rasch bis zur Weite W_oS_o . Der Dampf, der sich rechts vom Kolben befindet, expandirt also weiter; während des Kolbenweges K_3B strömt er aber gleichzeitig durch eine sich erweiternde Oeffnung aus. Das Curvenstück P_3P_o giebt das Gesetz der Spannungsabnahme in Folge der Expansion und des gleichzeitig stattfindenden Ausströmens; die Curve P_3P_o wird daher schneller sich der Abscissenaxe nähern, als die Expansionscurve P_1P_3 .

Jetzt beginnt der Kolben den Rückgang von B nach A , während derselbe den Weg B_1K_2 zurücklegt, ist der Austrittscanal (rechts) immer geöffnet und kurz vor der Kolbenposition K_2 beginnt dieser Canal sich rasch zu schliessen. Strömt der Dampf

direct ins Freie, wie das bei den stationären Maschinen ohne Condensation der Fall ist, so repräsentirt die Länge AQ den äussern Atmosphärendruck, der, wie die Parallele QQ andeutet, während des ganzen Kolbenweges constant ist. Bei Locomotiven hingegen stellt AQ den Blasrohrdruck dar, von dem ich, vorläufig wenigstens, ebenfalls annehmen will, dass er constant sei. Die Curve P'_oP_2 wird, wie sich leicht errathen lässt und wie auch die wirklichen Indicator diagramme lehren, sich anfangs (von P'_o aus) noch etwas senken, dann nahezu parallel der Abscissenaxe AB aber immer über QQ hingehen und sich kurz vor P_2 wieder etwas erheben, wegen der Verengung des Austrittscanales. Während ihrer ganzen Erstreckung schiebt der Kolben den Dampf vor sich her nach der Ausströmungsöffnung und wäre diese sehr eng, so würde neben dem Dampfausströmen gleichzeitig Dampfcompression stattfinden.

Bei der Kolbenposition K_2 schliesst sich der Austrittscanal; vor dem nach rechts gehenden Kolben ist dann der Dampf eingesperrt und wird comprimirt. Das Curvenstück P_2P_4 giebt das Gesetz der Spannungszunahme in Folge der Compression; fände diese bei constanter Temperatur statt und verhielte sich der Dampf wie ein permanentes Gas, so wäre die Curve P_2P_4 wieder ein Stück einer gleichseitigen Hyperbel. Bei der Kolbenposition K_4 endlich eröffnet sich der Eintrittscanal; während der Kolben den Weg K_4A_1 zurücklegt, öffnet sich dieser Kanal mehr und mehr, der Kolben geht dem eintretenden Dampf entgegen und daher hat man gleichzeitig Compression und Dampfeintritt; das wird eine rasche Zunahme des Dampfdruckes zur Folge haben; die Curve P_4P_o stellt das Gesetz dieser Zunahme dar. Ist der Kolben wieder am Ausgangspunkte angelangt, so ist rechts der Dampfdruck wieder durch AP_o dargestellt, die Indicatorcurve also geschlossen. Bekanntlich stellt die von der Curve umschlossene Fläche die Arbeit des Dampfes im Dampfeylinder für einen Kolben Schub dar.

Für vorliegenden Zweck interessirt nur ein Theil der Indicatorcurve, nämlich die Strecke $P_3P'_o$ und P'_oP_2 , welche die Veränderungen des Dampfdruckes während des Dampfaustrittes anzeigt, dieser Dampfaustritt findet wie hervorgehoben wurde statt, während der Kolben beim Hingang die Strecke K_3B , beim Rückgange die Strecke B_1K_2 , oder während die Kurbel den Winkel

R_3OR_2 durchläuft; das bezieht sich jedoch nur auf die Vorgänge im Cylinderraume rechts vom Kolben; auf der andern, der linken Seite des Kolbens sind alle Vorgänge die gleichen, das Dampfausströmen findet aber hier statt, während die Kurbel den Winkel R'_3OR_2 in der Richtung des Pfeiles durchheilt. Es geht übrigens aus diesen Bemerkungen hervor, dass bei einer doppelt wirkenden Maschine mit einem Cylinder und mit einem Schieber während einer Umdrehung zwei Pausen im Dampfausströmen durch das Ausblasrohr stattfinden; die eine Pause tritt auf, während die Kurbel den Winkel R_2OR_3 (Fig. 23), die andere, während sie den Winkel $R'_2OR'_3$ durchläuft. Ein Blick auf das Diagramm lehrt, dass diese Pausen um so kürzer sind, je kleiner die innere Deckung OW ist und dass sie gänzlich verschwinden, wenn diese innere Deckung, wie das bei manchen Locomotivmaschinen der Fall ist, Null oder gar negativ ist; in diesem Falle findet selbst bei Maschinen mit einem Cylinder fortwährend Dampfaustritt statt. Wenn die innere Deckung Null ist, fallen die Richtungen OR_2 und OR_3 in eine Linie zusammen, die senkrecht auf OD steht und der Wechsel am Dampfaustritt findet also statt, wenn die Kurbel durch diese Richtung geht, d. h. wenn die Kurbel um den Voreilwinkel δ vor einem der toten Punkte steht.

Denkt man sich in Fig. 23 das Curvenstück P_oP_2 umgeklappt, so dass dasselbe als Fortsetzung des Curvenstückes P_3P_o erscheint, wie das übrigens in Wirklichkeit der Fall ist, so lässt sich auf dem Näherungswege das Gesetz ermitteln, nach welchem das Curvenstück $P_3P_oP_3$ verläuft.

Behalte ich die für die Excentricität, den Voreilwinkel und die innere Deckung angegebene Bezeichnung bei, und denke ich mir, die Kurbel OR habe sich vom toten Punkte aus um den Winkel $R_oOR = \omega$ gedreht, so ist für diesen Augenblick die Eröffnung des Austrittscanals:

$$\varrho \sin (\omega + \delta) - i$$

und wenn mit b die Breite der Dampfcanäle, normal zur Richtung der Cylinderaxe bezeichnet wird, ergibt sich der Querschnitt F der Ausströmungsöffnung:

$$F = b (\varrho \sin (\omega + \delta) - i)$$

Bei Locomotivmaschinen ist die innere Deckung i so klein, dass sie gegen den andern Werth in der Klammer vernachlässigt werden kann, und daher ist annähernd der variable Querschnitt der Ausströmungsöffnung

$$F = b\varrho \sin(\omega + \delta) \quad (99)$$

Diese Ausflussmündung F öffnet sich, wie auch das Diagramm schon angab, für

$$\omega = -\delta$$

und schliesst sich für $\omega = 180 - \delta$.

Im Augenblicke der Eröffnung ist der Dampfdruck im Cylinder durch die Ordinate $K_3 P_3$ (Fig. 23) gegeben; dieser Enddruck der Expansion mag in der Folge mit p_1 bezeichnet werden, und es soll nun versucht werden, den Verlauf der Curve $P_3 P'_0 P'_3$ darzulegen, jedoch unter der speziellen Voraussetzung, dass der Voreilwinkel δ klein sei und dass es sich zunächst nur um den Verlauf des Anfangsstückes dieser Curve handle, d. h. es soll vorausgesetzt werden, der Kolben befinde sich in der Nähe des Endes seines Hubes, also die Kurbel in der Nähe des todten Punktes. Unter dieser Annahme kann man in der allgemeinen Gleichung (95) S. 195 nämlich:

$$dp = \frac{\pm Op \frac{ds}{dt} - \mu F p_a w}{Os} dt$$

die Kolbengeschwindigkeit

$$\frac{ds}{dt},$$

der Null gleich setzen und überdies den Kolbenweg $s = 2r$ annehmen, wenn der Kurbelradius mit r bezeichnet wird. Daher schreibt sich einfach die Druckänderung:

$$dp = - \frac{\mu F p_a w}{2Or} dt. \quad (100)$$

in welcher Gleichung, wie hier erinnert werden soll, O den Querschnitt des Kolbens, p_a den Druck ausserhalb, den wir constant annehmen, darstellt; ferner ist μ der Ausflusscoefficient und w die Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf ausströmt und die sich nach Gl. (96) bestimmt:

$$w = \sqrt{2g \frac{p - p_a}{\gamma_a}}$$

Die Kurbel der Dampfmaschine soll sich ferner gleichförmig mit der Winkelgeschwindigkeit ε drehen, man kann daher setzen:

$$d\omega = \varepsilon dt.$$

Setzt man den Werth von dt , der sich hieraus ergibt, ebenso den Werth von w und den Ausdruck für den Ausflussquerschnitt F nach Gl. (99) in Gl. (100) so folgt nach einigen Umformungen die Differentialgleichung:

$$\mathcal{V} \frac{dp}{p - p_a} = - \frac{\mu b \varrho p_a}{2 O r \varepsilon} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}} \sin(\omega + \delta) d\omega.$$

Die Integration dieser Gleichung ergibt nun, wenn man beachtet, dass für $\omega = -\delta$, der Druck im Cylinder gleich dem Drucke p_1 am Ende der Expansion ist:

$$\mathcal{V} \overline{p - p_a} = \mathcal{V} \overline{p_1 - p_a} - \frac{\mu p_a b \varrho}{4 O r \varepsilon} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}} (1 - \cos(\omega + \delta)) \quad (101)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich nun der Werth von p für verschiedene Werthe von ω , die jedoch nicht zu weit von Null abliegen, berechnen, und dadurch ist, wenigstens näherungsweise, der Verlauf des Curvenstückes $P_3 P_o P_3$ ermittelt. Man erkennt jetzt deutlich, welchen Einfluss die Excentricität ϱ , die Canalbreite b , der Kolbenquerschnitt O , der Kolbenhub $2r$ und die Winkelgeschwindigkeit ε der Kurbel, sowie der äussere Druck p_a auf die Aenderung des Dampfdruckes p im Cylinder während des Ausströmens, wenigstens im Anfang desselben hat.

Nehme ich an, der Dampfdruck p könne wirklich bis zum äussern Druck p_a sinken, was freilich nie der Fall ist, da selbst bei voller Eröffnung des Austrittscanales der Dampf beim Ausströmen noch Widerstände zu überwinden hat, so wäre die linke Seite der Gl. (101) Null, und es liesse sich dann der Winkel ω bestimmen, bei welchem die Druckgrenze erreicht wird.

Am vortheilhaftesten ist es ohne Zweifel, wenn der Druck p in dem Augenblicke den kleinsten Werth erreicht, wenn der Kolben am Ende seines Hubes anlangt. Vor allen Dingen darf das nicht vorher geschehen, weil das mit Arbeitsverlust verbunden ist, denn die vom Curvenstück $P_3 P_o$ (Fig. 23) um-

schlossene Fläche $K_3P_3P'_oB$ soll noch möglichst gross ausfallen. Das hat jedoch auch seine Grenze; fällt die Curve $P_3P'_o$ zu langsam, ist also der Enddruck BP'_o beträchtlich grösser als p_a , so giebt das wieder beim Rückgang des Kolbens von B_1 nach A_1 wenigstens im Anfang des Rücklaufes grössern Gegendruck.

Die Indicator diagramme zeigen und das bestätigt auch die Formel (101), wie gleich näher in einem Beispiele gezeigt werden soll, dass die Curve $P_3P'_o$ rasch sinkt und dass gewöhnlich schon beim Beginn des Rücklaufes des Kolbens der Gegendruck p auf das kleinste Maass herabgesunken ist; der Kolben schiebt dann den Rest des Dampfes ohne weitere Druckänderungen durch den Ausströmungscanal hinaus; mit andern Worten, der Theil P'_oP_2 der Druckcurve ist nahezu der Linie QQ parallel. Nur bei sehr grosser Winkelgeschwindigkeit der Kurbel und engen Austrittscanälen zeigt die Curve bei P'_o starkes Fallen und vor P_2 starkes Aufsteigen. Multiplicirt man Gl. (101) auf beiden Seiten mit

$$\sqrt{\frac{2g}{\gamma_a}} \quad \text{so folgt:}$$

$$\sqrt{2g \frac{p - p_a}{\gamma_a}} = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_a}{\gamma_a}} - \frac{\mu b q}{4Or\epsilon} \cdot 2g \frac{p_a}{\gamma_a} (1 - \cos(\omega + \delta)) \quad (102)$$

Der Ausdruck auf der linken Seite der Gleichung ist nichts anderes, als die theoretische Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf ausströmt, wenn eben die Kurbel um ω vom todten Punkte absteht; das erste Glied rechts ist ferner die Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf unter dem Enddruck p_1 der Expansion auszuströmen beginnt, wenn der Canal sich eben öffnet; bezeichne ich die erstere, die veränderliche Geschwindigkeit mit w , die letztere mit w_1 und setze ich der Einfachheit wegen

$$\frac{\mu b q}{4Or\epsilon} \cdot 2g \frac{p_a}{\gamma_a} = c$$

welcher Werth für eine bestimmte Maschine constant ist und sich leicht berechnen lässt, so folgt

$$w = w_1 - c(1 - \cos(\omega + \delta)) \quad (103)$$

Das Ausströmen ist vollendet oder richtiger gesagt, es findet nur noch unter der Einwirkung des vorwärts eilenden Dampfkolbens statt, wenn $w = 0$ d. h. wenn

$$\cos(\omega + \delta) = \frac{c - w_1}{c} \quad (104)$$

ist. Wollte man die Druckcurve darstellen, d. h. das Gesetz wissen, nach welchem während des Ausströmens hinter dem Kolben der Druck im Cylinder abnimmt, so wäre es wohl am zweckmässigsten nach Gl. (103) für verschiedene Werthe von ω von $\omega = -\delta$ an gerechnet, die Geschwindigkeit w zu bestimmen und dann nach Gl. (33) S. 94 den zugehörigen Druck p zu berechnen, unter Benutzung der dort angegebenen Constanten.

Die im Vorstehenden angegebenen Formeln mögen nun durch ein numerisches Beispiel näher erläutert werden. Ich nehme eine Locomotivmaschine an, bei welcher der Dampf jedoch direct, nicht durch das Blasrohr hindurch, ins Freie geführt wird. Die äussere Pressung betrage also eine Atmosphäre.

An dieser Maschine sei der Cylinderdurchmesser 0,406 Meter oder der Querschnitt $O = 0,12946$ Quadratmeter; der Kurbelradius $r = 0,305$ Meter; die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel $\varepsilon = 10$; fernerhin die Kanalbreite $b = 0,380$ Meter, die Excentricität $\varrho = 0,050$ Meter (für eine bestimmte Stellung des Steuerhebels) und der Voreilwinkel $\delta = 40^\circ$. Setze ich endlich den Ausflusscoefficienten $\mu = 0,60$, so berechnet sich, weil überdies $p_a = 10334$ und $\gamma_a = 0,6225$ gesetzt werden mag, der constante Werth, den ich vorhin mit c bezeichnet habe:

$$c = \mu \frac{b\varrho}{4Or\varepsilon} 2g \cdot \frac{p_a}{\gamma_a} = 2350 \text{ Meter.}$$

Wäre nun beispielsweise der Enddruck der Expansion $2\frac{1}{2}$ Atmosphären oder $1\frac{1}{2}$ Atm. Ueberdruck, so giebt hierfür Tab. VI auf S. 84 die theoretische Ausflussgeschwindigkeit

$$w_1 = 553 \text{ Meter.}$$

Setzt man diese Werthe in Gl. (104), so findet sich

$$\cos(\omega + \delta) = 0,7646$$

und hieraus

$$\omega + \delta = 40^\circ 9'$$

oder wegen des angenommenen Werthes von δ

$$\omega = 0^\circ 9'$$

Unter den angenommenen Verhältnissen ist sonach der Druck im Cylinder schon auf den kleinsten Werth herabgesunken, wenn die

Kurbel durch die todten Punkte geht, also der Dampfkolben eben seinen Rücklauf beginnt. Da nun bei diesem Rückgange der Austrittscanal grösstentheils ganz eröffnet ist, so schiebt der Kolben im vorliegenden Falle ohne Zweifel ohne weitere Druckänderungen den Dampf vor sich her nach dem Austrittscanale hin und daher erklärt sich, dass bei den Indicatorcurven die Strecke $P_0 P_2$ (Fig. 23) meist nahezu horizontal hingeht.

Hätte ich hingegen statt der Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 10$; die Werthe 5 oder 15 eingesetzt, so hätte sich ergeben:

$$c = 4700 \text{ oder } 1566$$

und dann unter sonst gleichen Umständen:

$$\omega = - 11^\circ 56' \text{ oder } + 9^\circ 41'.$$

Im erstern Fall bei der kleinern Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 5$ ist sonach das Ausblasen in Folge des Ueberdruckes schon vollendet, wenn die Kurbel noch ungefähr 12° vor dem todten Punkte steht, also der Kolben das Ende des Hubes noch nicht erreicht hat; im andern Falle bei der grössern Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 15$ ist hingegen das Ausblasen in Folge des Ueberdruckes im Cylinder erst vollendet wenn die Kurbel schon um 10° über den todten Punkt weg und der Kolben schon auf dem Rückwege begriffen ist; in diesem Falle zeigt die Curvenstrecke $P_0 P_2$ (Fig. 23) im Anfange noch eine Senkung.

Aus allen unsern Betrachtungen geht sonach hervor, dass das Ausblasen des Dampfes bei einem Dampfeylinder zweierlei Art ist oder richtiger gesagt in zwei Theile zerlegt werden kann.

Im ersten Theile erfolgt das Ausströmen fast nur in Folge des Dampfüberdruckes im Cylinder; bei Eröffnung des Austrittscanales steht der Kolben fast still, die Spannung sinkt rasch herab und erreicht im allgemeinen den kleinsten Werth, bevor der Kolben bei seinem Rückgange eine grössere Geschwindigkeit annimmt; im zweiten Theile des Ausströmens findet im Cylinder ein nahezu constanter geringer Ueberdruck statt, und das Ausblasen bewerkstelligt nur der vorwärts eilende Dampfkolben, der den Dampf vor sich her nach dem Austrittscanale schiebt.

Man kann beide Theile des Ausblasens bei einer im Laufe befindlichen Locomotive recht gut beobachten, wenn sie langsam fortschreitet. Bei jedem Kolbenwechsel sieht man an der Esse einen Dampfstoss und diesem folgt ein ruhiges Nachströmen von

Dampf. Der Dampfstoss entspricht dem ersten Theile, das Nachströmen dem zweiten Theile des Ausströmens; je schneller aber die Locomotive fortschreitet, um so mehr mischen sich beide, denn der Winkel, welchen die Kurbel während des Dampfstosses d. h. während des Abblasens mit variabeln Ueberdruck zurücklegt, wird dann grösser und grösser, wie unser Beispiel lehrt. Bei Locomotiven hat dieses Ineinanderfliessen beider Ausflussarten allerdings noch einen andern Grund, da hier das Innere des Blasrohres wie ein Gasregulator wirkt. Der Locomotivenführer bemerkt aber dieses stossweise Austreten des Dampfes, unsern ersten Theil des Ausblasens, auch bei sehr raschem Laufe der Locomotive recht wohl und bezeichnet ihn mit dem Namen Schlag. Gewöhnlich nehmen die Führer an, der Schlag trete auf im Augenblicke, wenn der Dampfschieber den Austrittscanal öffnet; das ist jedoch, wie unten die weitem Betrachtungen zeigen werden, nicht der Fall.

In gleicher Weise, wie vorhin der Einfluss der Winkelgeschwindigkeit der Kurbel auf das Dampfausströmen ermittelt wurde, liesse sich auch zeigen, welchen Einfluss diejenigen Dimensionen üben, die in den gegebenen Formeln auftreten. Weitere Untersuchungen mögen aber hier unterbleiben, da man die Gesetze leicht aus den Formeln entnehmen kann.

Nur nach einer Richtung sollen die Betrachtungen noch ausgedehnt werden, es mag nämlich noch bestimmt werden, auf welche Weise sich die ausströmende Dampfmenge in der ersten Periode des Ausströmens auf die einzelnen Bogenelemente vertheilt, welche die Kurbel durchläuft.

Nach Gl. (103) berechnet sich die Geschwindigkeit w , mit welcher der Dampf ausströmt, wenn die Kurbel eben um ω vom todten Punkte absteht.

Da nun im gleichen Momente der Querschnitt des Dampfcanales

$$F = b q \sin (\omega + \delta)$$

beträgt, so ist die Dampfmenge, die in der nächsten unendlich kleinen Zeit dt ausströmt

$$\mu b q w \sin (\omega + \delta) dt$$

oder wenn man, wie oben

$$dt = \frac{d\omega}{\varepsilon}$$

einsetzt, die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel also mit ε bezeichnet:

$$\mu \frac{b\varrho}{\varepsilon} w \sin (\omega + \delta) d\omega$$

Substituire ich noch den Werth von w aus Gl. (103), so findet sich nach einfacher Reduction:

$$\mu \frac{b\varrho c}{2\varepsilon} \left\{ \sin 2(\omega + \delta) - \frac{2(c - w_1)}{c} \sin (\omega + \delta) \right\} d\omega \quad (105)$$

und diese Gleichung giebt für eine Dampfmaschine mit einem Cylinder, welche den Dampf direct ins Freie bläst, das Gesetz des Dampfabströmens, d. h. es lässt sich darnach das Volumen des Dampfes ermitteln, das auf dem Winkelintervall $d\omega$ zum Austritte gelangt.

Am besten übersieht man die Bedeutung und die Resultate der Gleichung, wenn man sie auf einen bestimmten Fall anwendet; lege ich dasselbe Beispiel zu Grunde, das schon vorhin behandelt wurde, so ergibt sich für die drei Winkelgeschwindigkeiten $\varepsilon = 5, 10$ und 15 der variable Factor:

$$\frac{c}{\varepsilon} \left\{ \sin 2(\omega + \delta) - \frac{2(c - w_1)}{c} \sin (\omega + \delta) \right\}$$

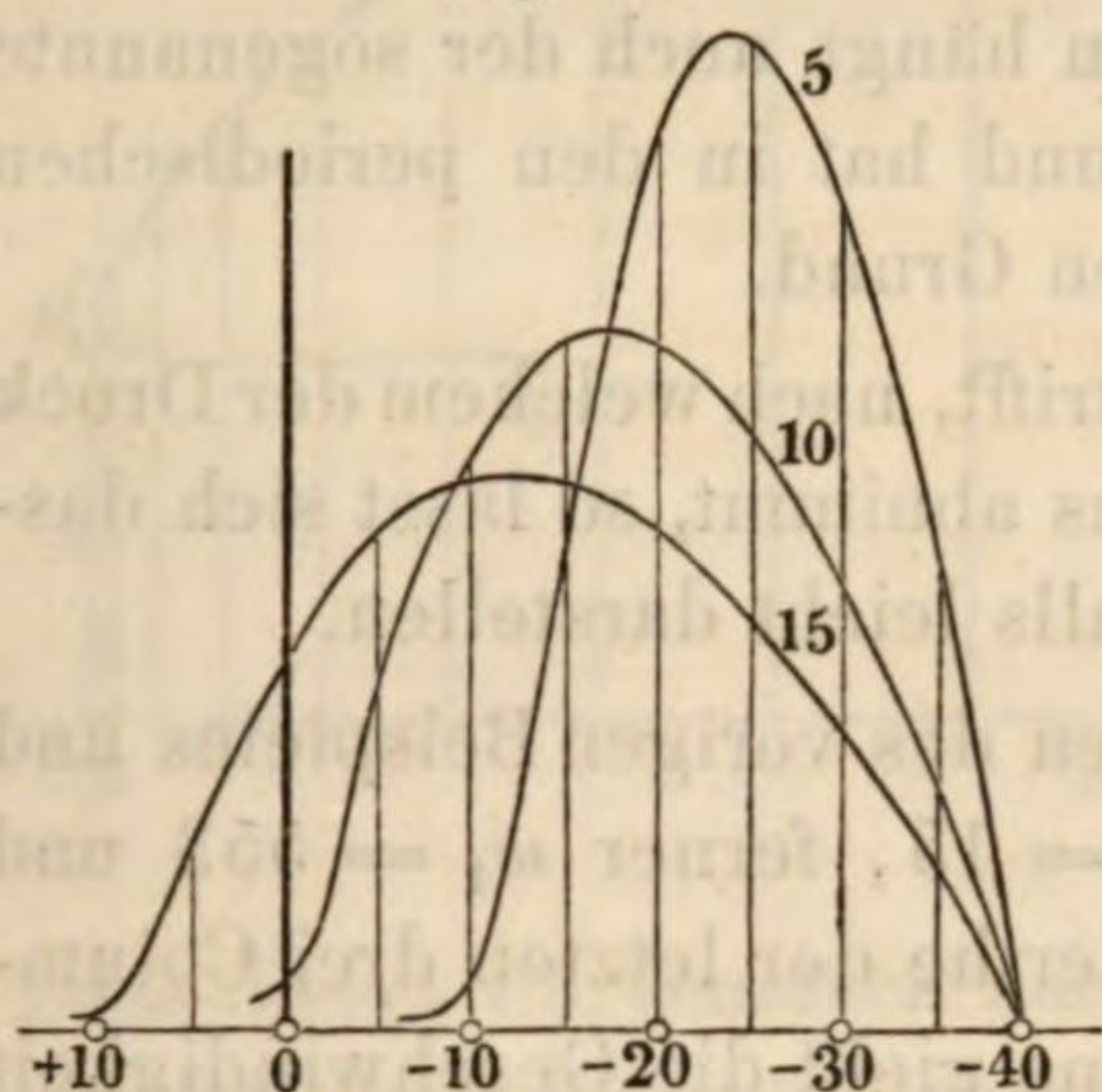
für verschiedene Werthe von ω in der Nähe des todtten Punktes, wie folgende Zusammenstellung in den ersten vier Columnen zeigt:

Tabelle XXI.

ω	$\varepsilon = 5$	$\varepsilon = 10$	$\varepsilon = 15$	w für $\varepsilon = 15$		
				p	s	
— 40°	0	0	0	553	2,500	0,234
— 35	18,71	9,49	6,36	547	2,470	0,181
— 30	33,56	17,98	12,26	529	2,323	0,134
— 25	40,70	24,51	17,25	498	2,100	0,094
— 20	36,94	28,15	20,92	459	1,874	0,060
— 15	19,08	28,15	22,88	406	1,636	0,034
— 10	0	23,83	22,88	343	1,422	0,015
— 5		14,71	20,64	270	1,244	0,004
0		0,42	16,00	187	1,111	0,000
+ 5			8,90	94	1,027	0,004
+ 10			0	0	1,000	0,015

In Holzst. Fig. 24 sind die Winkel ω , um welchen die Kurbel vom todten Punkte absteht in Bogenlängen als Abscissen und die Werthe der ersten Columnen der vorstehenden Tabelle als Ordina-

Fig. 24.



naten aufgetragen. Die Ordinaten repräsentiren also die Dampfmenge, die bei dem betreffenden Drehwinkel ω auf dem Wege $d\omega$ der Kurbel zum Ausfluss gelangt. Die Curvengeben gewissermaassen ein Bild der Dampfstösse. Im vorliegenden Falle beginnt das Ausströmen bei $\omega = -40^\circ$, d. h. wenn die Kurbel um 40° vor dem todten Punkte steht; die in gleichen Zeitelementen austretende Dampf-

menge nimmt erst rasch zu, wenn sich die Kurbel dem todten Punkte nähert, dann nimmt sie wieder ab; das Maximum der Ordinate findet sich leicht, wenn man den Werth in der Klammer der Gl. (105) in Hinsicht ω differentiirt. Setzt man der Einfachheit wegen vorübergehend:

$$\frac{c - w_1}{c} = x$$

so berechnet sich der Winkel ω , bei welchem die Ordinate ein Maximum ist, durch die Gleichung

$$\cos(\omega + \delta) = \frac{1}{4} (x + \sqrt{8 + x^2})$$

und setzt man hier die entsprechenden Werthe von c und w_1 ein, sowie wir sie vorhin für die drei verschiedenen Winkelgeschwindigkeiten aufgestellt haben, so findet sich

$$\omega = -(24^\circ 0') \text{ für } \varepsilon = 5$$

$$\omega = -(17^\circ 25') \text{ „ } \varepsilon = 10$$

$$\omega = -(12^\circ 31') \text{ „ } \varepsilon = 15$$

wie es auch die graphische Darstellung Fig. 24 bestätigt.

Uebrigens repräsentirt jede von den einzelnen Curven eingeschlossene Fläche die gesammte Dampfmenge, die in Folge des Ueberdruckes ausströmt. Bei der Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 5$ und 10 findet das Ausströmen vollständig statt, bevor die Kurbel

den todten Punkt erreicht; bei der grössern Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 15$ hört hingegen das Ausströmen in Folge des Ueberdruckes erst auf, wenn die Kurbel über den todten Punkt weg ist und der Kolben sich schon auf dem Rückwege befindet.

Mit diesen Ausflusserscheinungen hängt auch der sogenannte Schlag bei Locomotiven zusammen und hat in den periodischen Dampfanhäufungen im Blasrohr seinen Grund.

Was endlich noch das Gesetz betrifft, nach welchem der Druck des Dampfes während des Ausströmens abnimmt, so lässt sich dasselbe für jeden speziellen Fall ebenfalls leicht darstellen.

Benutze ich wieder die Annahmen des vorigen Beispiels und setze die Winkelgeschwindigkeit $\varepsilon = 15$, ferner $w_1 = 553$ und $c = 1566$, so berechnen sich die Werthe der letzten drei Columnen der Tab. XXI. Die erste Columne giebt die Geschwindigkeit w , mit welcher der Dampf bei den verschiedenen durch die vorerste Columne angegebenen Positionen, ausströmt, berechnet nach Gl. (103). Mittelst dieser Werthe bestimmt sich dann, da ich den äussern Druck p_a zu einer Atmosphäre angenommen habe, am genauesten der zugehörige Dampfdruck p nach der empirischen Formel (33) S. 94

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{p - p_a}{\beta(a + p)}$$

Hiernach findet sich nämlich:

$$a + p = \frac{a + p_a}{1 - \beta \cdot \frac{w^2}{2g}}$$

Setzt man hier nach den Angaben auf S. 93 und 94

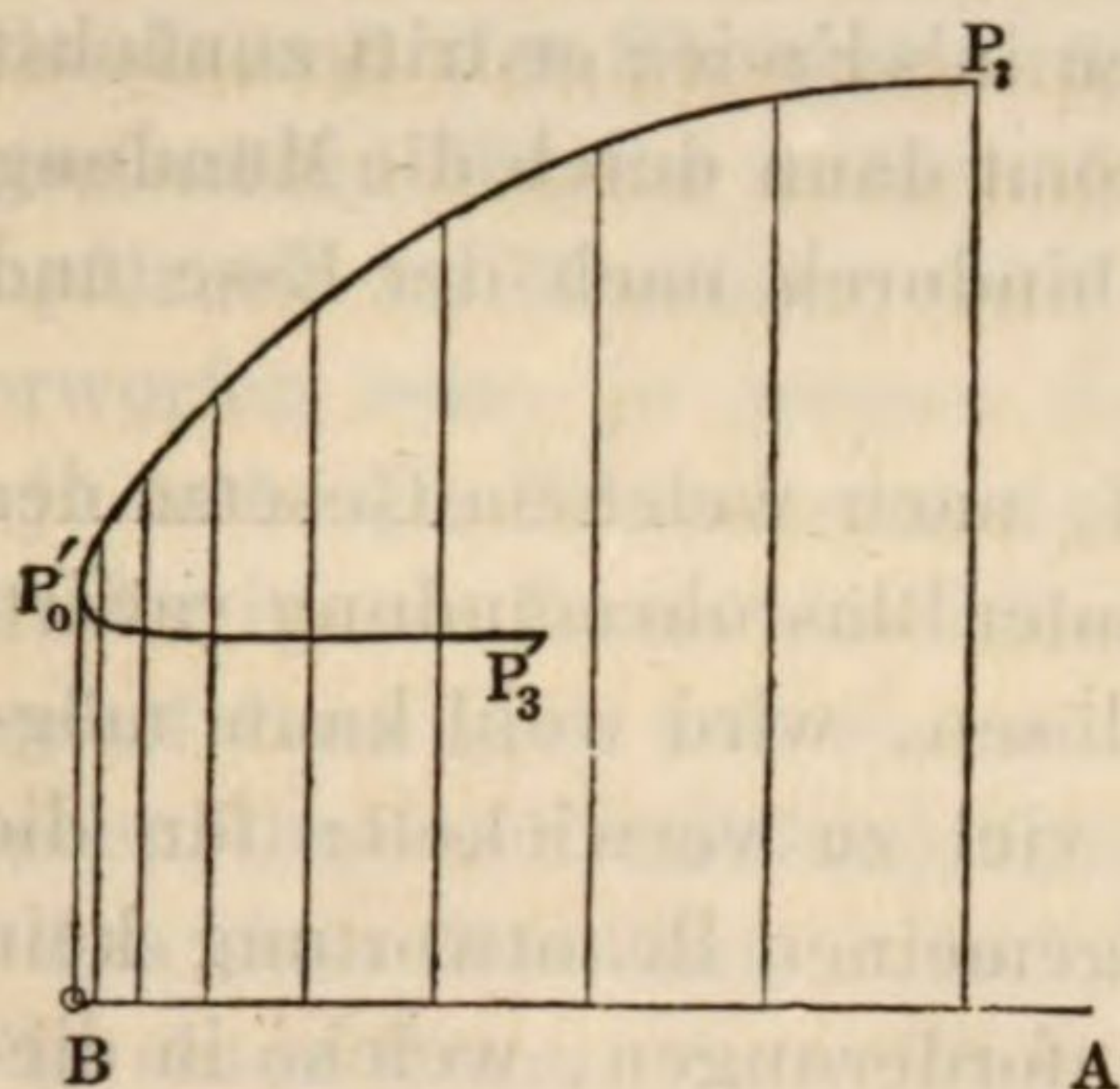
$$\beta = 0,000\ 02497 \text{ und } a = 1,39105$$

$$\text{sowie } p_a = 1$$

so ergiebt sich der Dampfdruck p in Atmosphären, wie er in der vorletzten Columne der Tabelle für die verschiedenen Werthe von w angegeben ist.

Die letzte Columne endlich enthält die Werthe von $(1 - \cos \omega)$; diese Werthe geben sonach an, wie weit der Dampfkolben vom Ende seines Hubes absteht, gemessen in Theilen des Kurbelradius.

Fig. 25.



In Holzst. Fig. 25 sind vom Hubende B aus auf der Linie BA die Werthe $(1 - \cos \omega)$ als Abscissen aufgetragen, während die Ordinaten den Druck p darstellen. Die Curve $P_3P'_0P_3$ bildet ein Stück der Indicatorcurve und zwar dasjenige, das in Fig. 23 mit denselben Buchstaben bezeichnet wurde. Man erkennt aus dem Verlaufe der Curve, dass sie ihre concave Seite gegen die Abscissenaxe kehrt und dass sie sich am Hubende rasch wendet.

Dass dieses Curvenstück auch wirklich den angedeuteten Verlauf hat, bestätigt jedes Indicordiagramm.

Es wäre leicht, die vorstehenden Untersuchungen viel weiter auszudehnen, doch mag das Gegebene genügen. Der Hauptzweck der Untersuchungen war, im Allgemeinen ein Bild zu geben von den eigenthümlichen Vorgängen, die beim Ausströmen des Dampfes aus dem Dampfeylinder stattfinden, wenn die Dampfvertheilung durch einen Schieber erfolgt; das angegebene Ziel ist wohl erreicht, denn die aufgestellten Gleichungen geben, obgleich sie nur Näherungswerthe liefern, wenigstens an, welche Dimensionen der Maschine hierbei in's Spiel kommen und von welcher Art und Stärke ihr Einfluss auf die Ausströmungserscheinungen ist. Wenn auch das Beispiel, welches den nähern Untersuchungen zu Grunde gelegt wurde, nicht genau den Verhältnissen entspricht, wie sie bei Locomotiven auftreten, so hat es doch keine Schwierigkeiten auch ohne weitere Rechnungen auf Grund des Gegebenen weiter zu schliessen.

Ueber den Blasrohrdruck.

Bei den vorigen Untersuchungen wurde eine Maschine mit einem Cylinder angenommen, aus welchem der Dampf direct ins Freie strömen sollte. Anders sind aber die Verhältnisse bei Loco-

motiven; hier hat man nicht nur zwei Maschinen, deren Kurbeln um 90 Grad verstellt sind, sondern der aus Cylindern kommende Dampf strömt auch noch auf Umwegen in's Freie; er tritt zunächst aus beiden Cylindern ins Blasrohr, strömt dann durch die Mündung desselben durch die Rauchkammer hindurch nach der Esse und erst von da ins Freie.

Es tritt nun hier die Frage auf, nach welchem Gesetze der Dampfdruck im Blasrohre bei bestimmter Blasrohrmündung variirt.

Diese Frage ganz allgemein zu lösen, wird wohl kaum möglich sein, denn die Vorgänge sind viel zu verwickelt; für die Praxis würde aber auch aus der allgemeinen Beantwortung kein grosser Gewinn entspringen. Die Anforderungen, welche in dieser Beziehung die Praxis an die Theorie stellt, sind einfachere und leicht zu befriedigen; man verlangt nur zu wissen, wie gross der Blasrohrdruck ist, wenn die Locomotive sich in normalem Gange, also mit grosser Geschwindigkeit auf der Bahn hinbewegt und wenn dabei zugleich eine starke Verengung der Blasrohrmündung wegen der Anfachung des Feuers sich nöthig macht.

Denkt man sich zunächst nur einen Dampfeylinder in Thätigkeit, der den Dampf nach dem Blasrohre hinsendet, so werden bei jeder Kurbelumdrehung zwei Dampfstösse und in Folge dessen periodische Dampfanhäufungen im Blasrohre erfolgen. Die Curven im Holzst. Fig. 24 geben für diesen Fall zugleich ein Bild dieser Dampfansammlung und lassen schliessen, dass das Dampfausströmen, also auch die Dampfanhäufung im Blasrohre, sich auf einen um so grössern Kurbelweg vertheilt, je schneller sich die Maschine bewegt. Denkt man sich nun auch noch den zweiten Cylinder in Thätigkeit und beachtet man, dass wegen der Stellung beider Kurbeln dessen Dampfstösse genau in die Mitté der Stösse des erstern fallen, so ist leicht zu errathen, welcher Art die Vorgänge im Blasrohre sind. Geht die Maschine sehr langsam und ist die Blasrohrmündung weit, so lassen sich bei jeder Kurbelumdrehung die vier Dampfstösse genau unterscheiden und zwischen je zwei Stössen wird sogar das ruhige Nachströmen in Folge des Vorwärtseilens des Dampfkolbens beobachtet werden können. Je schneller aber die Locomotive fortschreitet, um so mehr werden die Pausen zwischen den Dampfstössen verkürzt, bis sie endlich bei grosser Winkelgeschwindigkeit der Kurbel ganz verschwinden, und sich die einzelnen Dampfstösse nur in periodischen Anschwel-

lungen des Blasrohrdruckes zeigen. Der Blasrohrdruck variirt offenbar in der Art, dass bei jeder Umdrehung der Triebräder vier Maximal- und vier Minimalwerthe im Dampfdrucke auftreten und die eminenten Werthe werden sich um so mehr nähern, d. h. der Dampfdruck im Blasrohre wird um so geringern Schwankungen unterworfen sein, je grösser die Locomotivengeschwindigkeit ist und je mehr die Blasrohrmündung verengt wird. In diesem Falle wirkt der innere Raum des Blasrohres, wie ein Gasregulator und man darf dann auch von einem mittlern constanten Blasrohrdruck sprechen, dessen Ermittlung keinen Schwierigkeiten unterliegt.

Aus dem Blasrohre strömt der Dampf in die Rauchkammer, also in einen Raum, in welchem nahezu atmosphärische Pressung herrscht. Bei Beurtheilung des hier stattfindenden Dampfausströmens lassen sich daher die Werthe in Zeile 10 der Tab. VI, S. 84 benutzen. Es ist daselbst nach meiner genauen Formel (25) die Dampfmenge in Kilogramm bestimmt, die pro Sekunde durch eine Mündung von F Quadratmetern unter verschiedenem Ueberdruck in die freie Atmosphäre ausströmt, wenn man von den Widerständen absieht. Da nun aber der mittlere Blasrohrdruck wohl nie den Werth von 2 Atmosphären oder 1 Atmosph. Ueberdruck überschreitet, so kann man innerhalb der engen Grenzen, mit denen man es hier zu thun hat, zur Berechnung der Dampfmenge von folgender empirischen Formel Gebrauch machen. Ist F der Querschnitt der Blasrohrmündung in Quadratmetern, ferner n der mittlere Blasrohrdruck in Atmosphären und D die Dampfmenge in Kilogrammen, die in der Sekunde ausströmt, so lässt sich folgende Formel verwenden:

$$D = 302,10 F \sqrt{n - 0,941} \quad (106)$$

und dass man für vorliegende Zwecke von dieser Formel unbedenklich Gebrauch machen kann, zeigt folgende Zusammenstellung

Dampfspannung in Atmosph.		$n:$	$1\frac{1}{4}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{4}$	2
Dampfmenge D in Kilogr. pro Sec.	Nach Zeile 10 Tab. VI:		$167,97 F$	$229,21 F$	$271,77 F$	$304,88 F$
	Nach Gl. 106:		$167,93 F$	$225,87 F$	$271,72 F$	$310,86 F$

Formel (106) ergiebt jedoch die theoretische Dampfmenge; zur Bestimmung der effectiven Ausflussmenge ist die rechte Seite noch mit einem Ausflusscoefficienten zu multipliciren, den ich zu 0,95 annehmen will, da der Ausfluss durch eine conische Mündung erfolgt. Man erhält daher für die angegebenen Grenzen die effective Dampfmenge, die bei n Atmosphären Dampfspannung durch die Mündung von F Quadratmetern ausströmt:

$$D = 287 \cdot F \sqrt{n - 0,941}$$

und hieraus bestimmt sich:

$$n - 0,9410 = \left(\frac{D}{287 F} \right)^2 \quad (107)$$

Substituirt man den Durchmesser d der Blasrohrmündung in Centimetern; so ergiebt sich

$$n - 0,9410 = 1968,08 \frac{D^2}{d^4}$$

und nach dieser Formel ist die folgende Tabelle berechnet, welche den mittlern Blasrohrdruck für verschiedene Dampfmenen und verschiedene Weiten der Blasrohrmündung angiebt.

Tabelle XXII.

Dampfmenge in Kilogrammen pro Sekunde	Mittlerer Blasrohrdruck in Atmosphären wenn der Durchmesser der Blasrohrmündung beträgt:			
	6	8	10	12 Centimeter
0,6	1,4877	1,1140	—	—
0,8	1,9129	1,2485	1,0669	—
1,0	2,4596	1,4215	1,1138	1,0359
1,2	—	1,6329	1,2244	1,0777
1,4	—	1,8828	1,3267	1,1270
1,6	—	2,1710	1,4448	1,1840
1,8	—	—	1,5787	1,2485
2,0	—	—	1,7282	1,3206

Die Tabelle bedarf keiner weiteren Erläuterung. In Gleichung (107) aus der die Tabelle hervorging bedeutet n den Dampfdruck in Atmosphären, die linke Seite der Gleichung, nämlich $(n - 0,941)$

repräsentirt daher nahezu den Blasrohrdruck in Atmosphären Ueberdruck.

Setze ich den Ueberdruck in Millimeter Quecksilbersäule ein und bezeichne ihn, wie früher, mit h , so folgt genau genug:

$$h = 760 \left(\frac{D}{287 F} \right)^2$$

oder wenn man den constanten Factor

$$\frac{760}{287^2} = 0,009227 \text{ mit } \delta \text{ bezeichnet,}$$

$$h = \delta \cdot \frac{D^2}{F^2} \quad (108)$$

Hiernach lässt sich aussprechen, dass der Blasrohrüberdruck dem Quadrat der Dampfmenge nahezu direct und dem Quadrate des Querschnittes der Blasrohrmündung nahezu umgekehrt proportional ist.

Da nun ferner nach den Formeln auf S. 164 die Dampfmenge D , welche die Maschinen in der Sekunde ausblasen, der Geschwindigkeit v der Locomotive proportional wächst, so lässt sich ferner aus Gl. (108) schliessen, dass, unter sonst gleichen Umständen, der Blasrohrüberdruck dem Quadrate der Locomotivengeschwindigkeit proportional ist; ein Satz, den Clark schon auf Grund seiner Versuche ausgesprochen hat.

Ueber die Luftverdünnung in der Rauchkammer.

Die vorstehenden Betrachtungen über den Blasrohrdruck hängen direct nicht mit den Untersuchungen zusammen, die weiter oben über die anfachende Wirkung des Blasrohres angestellt wurden; die aufgestellten Formeln hätten sich auch ohne die vorausgeschickten Entwicklungen finden lassen. Anders steht es nun aber mit der Frage nach der Grösse der Luftverdünnung in der Rauchkammer der Locomotiven. Hier ist es nothwendig, zu den Formeln zurückzugreifen, die im dritten Capitel des zweiten Ab-

schnittes aufgestellt wurden. Dort ergab sich für meinen Versuchsgesetz der Ueberdruck ξ der äussern Atmosphäre über den Druck im Gehäuse die Gleichung (72) S. 138:

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{\alpha m^2 - 2(m-1) + 2\beta n^2} \quad (109)$$

Wendet man diese Gleichung auf die Locomotive an, so repräsentirt ξ den Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck in der Rauchkammer, wofür ich in der Folge kurzweg die Bezeichnung: „Luftverdünnung in der Rauchkammer“ anwenden werde; h ist der Blasrohrüberdruck; ferner ist m das Verhältniss des Essenquerschnittes F_1 zum Querschnitte der Blasrohrmündung F und n das Verhältniss des Querschnittes sämtlicher Heizröhren (F_2) zum Blasrohrmündungs-Querschnitte. Endlich waren α und β Coefficienten, die sehr langsam sich mit dem Dampfdrucke ändern und für die ich, wie sich unten weiter zeigen wird, für die engen Grenzen innerhalb welcher der Blasrohrüberdruck schwankt, constante Mittelwerthe substituiren kann.

Die letztere Gleichung auf das Locomotivenblasrohr angewendet lehrt nun zunächst, dass die Luftverdünnung ξ in der Rauchkammer dem Blasrohrüberdruck h direct proportional ist.

Nun wurde aber oben erläutert, dass der Blasrohrdruck nicht constant ist, sondern dass dieser Druck sich periodisch ändert und dass bei schnellem Laufe der Locomotive bei jeder Kurbelumdrehung im Dampfdrucke vier Anschwellungen stattfinden, hingegen bei langsamen Laufe der Maschine und weiter Blasrohröffnung vier getrennte Dampfstösse auftreten. Man muss nun schliessen, dass dasselbe auch in Betreff der Luftverdünnung in der Rauchkammer der Fall ist und dass also im Weiteren auch die Luftmenge durchaus nicht gleichförmig herbeigesaugt wird.

Geht die Maschine langsam auf der Bahn hin, wohl gar mit starker Expansion und weiter Blasrohröffnung, so treten die einzelnen Dampfstösse getrennt auf; jedem Dampfstosse entspricht dann aber auch eine plötzliche Erhöhung der Luftverdünnung, also auch ein plötzliches Herbeiziehen grösserer Luftmengen. Unter den gemachten Voraussetzungen wird daher die äussere atmosphärische Luft stossweise durch den Rost und die Brennstoffschicht eintreten und zwar werden auch hier bei jeder Kurbelumdrehung

vier Luftstösse stattfinden. Man erkennt diese unregelmässige Herbeiführung der atmosphärischen Luft ganz wohl an dem periodischen Aufleuchten der Brennstoffschicht in der Feuerbüchse. Unzweifelhaft ist hier die Verbrennung eine höchst unvollkommene; im Augenblicke des Dampfstosses wird sicher mehr Luft durch die Brennstoffschicht geführt, als zur Verbrennung nöthig ist und in der Pause zwischen beiden Dampfstössen hört der Luftzutritt fast ganz auf. Hieraus ist der Schluss zu ziehen, dass die Vorrichtung für langsam umlaufende Dampfmaschinen höchst unvollkommen wirkt, und daher erscheint es ganz gerechtfertigt, dass man sie bei stationären Maschinen noch nicht in Anwendung gebracht hat; man müsste in diesem Falle den schädlichen Einfluss der Dampfstösse dadurch mildern, dass man das Ausblaserohr mit einer engen Ausflussmündung versieht; diese Anordnung hätte aber wieder den Nachtheil eines grossen Rückdruckes am Kolben. Wollte man nun gar noch, wie es wirklich schon versucht worden ist, bei stationären Maschinen den abgehenden Dampf durch den hohen Schornstein führen, das Blaserohr also am Fusse desselben anbringen, dann würde gar kein Ansaugen von Luft mehr stattfinden, wie auch Brix*) beobachtet hat. Die Widerstände, welche der aufströmende Dampf im hohen Schornsteine zu überwinden hat, sind so beträchtlich, dass die Wirkung der Blasrohrvorrichtung auf Null herabsinken würde, selbst wenn die einzelnen Dampfstösse beseitigt wären, und der Dampfstrom unter constantem Druck aus der Blasrohröffnung austreten würde. Nur bei verhältnissmässig kurzen Essen, wie sie bei Locomotiven vorkommen, ist die anfachende Wirkung des Blasrohr von der Essenlänge fast unabhängig, wie ich das schon auf S. 25 hervorgehoben habe. Wird in der Essenhöhe die bei Locomotiven vorkommende Grenze überschritten, so findet eine sehr rasche Verminderung in der Wirkung des Blasrohres statt.

Ganz anders gestalten sich nun aber die Verhältnisse bei Locomotiven, wenn diese schnell auf der Bahn fortschreiten. In diesem Falle verschwinden die eigentlichen, abgebrochenen Dampfstösse gänzlich; der Blasrohrdruck erleidet nur noch periodische

*) Brix. Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigsten Brennstoffe des preuss. Staates. Berlin 1853.

Anschwellungen und Senkungen; das gleiche wird dann auch mit der Luftverdünnung in der Rauchkammer der Fall sein; im Allgemeinen ist sonach anzunehmen, dass die zur Verbrennung herbeigeführte Luft bei gewöhnlichem Laufe der Locomotiven continuirlich durch den Rost und die Brennstoffschicht aber mit periodischen Anschwellungen herbeiströmt.

Ebenso wie vorhin von einem mittlern Blasrohrdrucke gesprochen wurde, lässt sich nun auch von einer mittlern Luftverdünnung in der Rauchkammer sprechen, und diese mittlere Luftverdünnung, die ich durch den Ueberdruck ξ der äussern Atmosphäre über den Druck in der Rauchkammer messe, ist es, deren Grösse im Folgenden näher untersucht werden soll.

Die Gl. (109) lässt sich, wenn sie für vorliegenden Zweck verwendet werden soll, zunächst etwas einfacher schreiben. Das Glied $2(m-1)$ ist nämlich gegen die beiden anderen Glieder des Nenners so klein, dass man dasselbe ohne grossen Fehler vernachlässigen darf. Man hat sonach einfacher

$$\xi = \frac{2(m-1)h}{\alpha m^2 + 2\beta n^2}$$

Nun war aber nach Gl. (73) Seite 138

$$\beta = \frac{\varphi^2 \gamma_1}{\gamma_2(1 + \kappa)} \alpha$$

und nach den auf S. 161 angegebenen Formeln

$$\frac{\gamma_2}{\varphi^2 \gamma_1} = 1 + \alpha t_2$$

und

$$\frac{(1 + \alpha t_2)(1 + \kappa)}{2} = \mu$$

Daher folgt aus der Verbindung der beiden letzten Gleichungen

$$\frac{\gamma_2(1 + \kappa)}{\varphi^2 \gamma_1} = 2\mu$$

und hieraus:

$$\beta = \frac{\alpha}{2\mu}$$

Substituirt man diesen Werth von β in die für ξ gegebene Gleichung, so folgt:

$$\xi = \frac{\mu}{\alpha} \cdot \frac{2(m-1)h}{\mu m^2 + n^2} \quad (110)$$

und in dieser Form ist die Gleichung für den vorliegenden Zweck besonders brauchbar.

In derselben bedeutet μ einen Coefficienten, über dessen Werth ich mich auf S. 190 ausgesprochen habe; für gewöhnlich mag er $\mu = 3$ bis 5 betragen. Die Bedeutung des Coefficienten α hingegen ist im zweiten Capitel des zweiten Abschnittes S. 120 näher dargelegt worden. Bei Locomotiven, bei denen der Druck im Blasrohre nur zwischen engen Grenzen schwankt, lässt sich der Werth α nach Tab. XII, S. 121 unbedenklich constant und zwar im Mittel

$$\alpha = 1,25$$

annehmen.

Mit Hülfe dieser Werthe lässt sich nun nach Gl. (110) für eine bestimmte Locomotive für einen gewissen mittlern Blasrohrüberdruck h die Luftverdünnung in der Rauchkammer berechnen. Für den praktischen Gebrauch lässt sich aber die Gleichung noch in andre bequemere Formen bringen.

Setzt man, wie früher

$$m = \frac{F_1}{F} \text{ und } n = \frac{F_2}{F}$$

so folgt auch:

$$\frac{\xi}{h} = 2 \frac{\mu}{\alpha} \frac{F^2 \left(\frac{F_1}{F} - 1 \right)}{\mu F_1^2 + F_2^2} \quad (111)$$

oder unter Berücksichtigung von Gl. (86), in welcher Gleichung D die Dampfmenge und L das Gewicht der in gleicher Zeit angesaugten Luftmenge bedeutet

$$\frac{\xi}{h} = 2 \frac{\mu}{\alpha} \left(\frac{F}{F_2} \right)^2 \left(\frac{L}{D} \right)^2 \quad (112)$$

Ein Blick auf diese Gleichungen lehrt nun zunächst, dass das Verhältniss der Luftverdünnung in der Rauchkammer zum Blasrohrüberdruck variabel ist und dass es bei der gewöhnlichen

Blasrohrvorrichtung wesentlich vom Querschnitte der Blasrohrmündung abhängt, ebenso auch von dem Werthe μ , dessen Grösse, wie früher hervorgehoben wurde, besonders von der Stellung der Klappe am Aschenfall bedingt wird. Wenn man daher auf Grund der Clark'schen Versuche bisher gewöhnlich die Annahme machte, es betrage bei Locomotiven das Verhältniss:

$$\frac{\xi}{h} = \frac{1}{14}$$

so darf diese Annahme nur als eine angenäherte betrachtet werden und gilt eigentlich nur für die Maschinen, an welchen Clark seine Versuche ausführte. Im Ganzen scheint allerdings dieses Verhältniss keinen grossen Schwankungen unterworfen zu sein, wenigstens einen normalen Gang der Heizung und des Laufes der Locomotiven vorausgesetzt.

Nehme ich z. B. die Locomotive an, deren Dimensionen schon früher den speziellen Betrachtungen zu Grunde gelegt wurden (s. S. 172) und setze ich, wie dort, für den mittlern Blasrohrquerschnitt

$$\frac{L}{D} = 2,30; \quad \frac{F_1}{F} = 9,200 \quad \frac{F_2}{F} = 21,721$$

ferner, wie sich früher fand $\mu = 3$ und $\alpha = 1,25$, so bestimmt sich nach Gl. (112)

$$\frac{\xi}{h} = \frac{1}{18,58}$$

also nicht sehr abweichend von der Clark'schen Angabe; grössere Uebereinstimmung würde noch erzielt, wenn ich den Coefficienten μ , dessen Werth einer genauern Bestimmung wartet, etwas grösser, etwa 4 oder 5 angenommen hätte.

Schliesslich soll nun noch an einem Beispiele gezeigt werden, wie die Luftverdünnung in der Rauchkammer sich mit der verbrauchten Dampfmenge und dem Blasrohrquerschnitt ändert; auch hier mögen die Dimensionen derselben Locomotive angenommen werden, die den früher behandelten Beispielen zu Grunde lagen.

Setze ich zunächst den mittlern Werth des Blasrohrüberdruckes aus Gl. (108) in Gl. (111), so folgt:

$$\xi = 2 \frac{\mu \delta}{\alpha} \cdot \frac{\left(\frac{F_1}{F} - 1\right) D^2}{\mu F_1^2 + F_2^2}$$

und diese Gleichung giebt, wenn die Querschnitte in Quadratmetern und die Dampfmenge D in Kilogrammen eingesetzt wird, die Luftverdünnung ξ in der Rauchkammer in Millimeter Quecksilbersäule. Soll dieser Ueberdruck ξ hingegen in Centimeter Wassersäule gemessen werden, so hat man den Ausdruck rechts einfach mit 1,36 zu multipliciren und erhält sonach:

$$\xi = 2 \cdot 1,36 \cdot \frac{\mu \delta}{\alpha} \cdot \frac{\left(\frac{F_1}{F} - 1\right) D^2}{\mu F_1^2 + F_2^2} \quad (113)$$

Nach Gl. (108) ist nun $\delta = 0,009227$, ferner setze ich $\alpha = 1,25$; $\mu = 3$;

Für die angenommene Maschine ist ferner

$$F_1 = 0,09621 \text{ Quadratmeter}$$

$$F_2 = 0,22721 \quad "$$

Die Substitution der Werthe in die letzte Gleichung ergiebt dann:

$$\xi = 0,75867 \left(\frac{F_1}{F} - 1\right) D^2$$

Setzt man hier noch den grössten, mittleren und kleinsten Blasrohrquerschnitt ein, welche Querschnitte resp.

0,013685; 0,010461 und 0,007238 Quadratmeter

betrugen (s. S. 169), so folgt für die drei Fälle:

$$\xi_1 = 4,5778 D^2$$

$$\xi_2 = 6,2211 D^2$$

$$\xi_3 = 9,3278 D^2$$

Nach diesen Formeln ist nun folgende Tabelle berechnet:

Tabelle XXIII.

Dampfmenge in Kilogramm pro Sekunde	Luftverdünnung in der Rauchkammer (Ueberdruck der äussern Atmosphäre) in Centimeter Wassersäule		
	beim		
	grössten	mittlern	kleinsten
	Blasrohrquerschnitt		
0,6	1,65	2,24	3,36
0,8	2,93	3,98	5,97
1,0	4,58	6,22	9,33
1,2	6,59	8,96	13,43
1,4	8,97	12,19	18,28
1,6	11,72	15,93	28,88
1,8	14,83	20,16	30,22
2,0	18,31	24,88	37,31

Die Werthe dieser Tabelle entsprechen recht gut den Werthen, welche im Allgemeinen die Versuche, z. B. diejenigen von Polonceau*) ergeben haben. Leider sind nur bei allen diesen Versuchen nicht zugleich die Hauptdimensionen der Locomotiven, welche unsere Formeln verlangen, angegeben, so dass es nicht möglich ist, die Formeln mittelst dieser Versuche zu prüfen und die Constanten zu ermitteln. Polonceau hat bei einer Locomotive (System Stephenson) bei verschiedenen Expansionsgraden die Luftverdünnung in der Rauchkammer beim grössten, mittlern, und kleinsten Blasrohrdruck und bei 40 bis 45 Kilometer Geschwindigkeit stündlich, beobachtet und kommt u. A. zu dem Resultate, dass bei demselben Expansionsgrade, also bei gleicher Dampfmenge pro Sekunde für jeden Grad die Luftverdünnung in der Rauchkammer sich beim grössten, mittlern und kleinsten Blasrohrquerschnitt wie 1 zu 1,5 : 3 verhält.

Dass für jede Locomotive ein solches constantes Verhältniss wirklich existirt, zeigt auch unsere Formel. Bezeichne ich mit F_{max} , F_m und F_{min} den grössten, mittlern und kleinsten Querschnitt der Blasrohrmündung und mit F_1 den Querschnitt der Esse, sowie bei einer bestimmten Dampfmenge D , die Luftver-

*) Le Chatelier, Flachet, Petiet et Polonceau. Guide du mécanicien constructeur. p. 538.

dünnung in den drei Fällen mit ξ_1 ξ_2 ξ_3 , so folgt unmittelbar aus Gl. (113):

$$\xi_1 : \xi_2 : \xi_3 = \left(\frac{F_1}{F_{max}} - 1 \right) : \left(\frac{F_1}{F_m} - 1 \right) : \left(\frac{F_1}{F_{min}} - 1 \right)$$

Bei der Locomotive unseres Beispiels beträgt dieses Verhältniss

$$1 : 1,359 : 2,037$$

während es eben bei Polonceau's Locomotive

$$1 : 1,5 : 3$$

betrug.

Bei den wenigen Beobachtungen, die bis jetzt überhaupt in der angegebenen Richtung angestellt wurden, hat man gewöhnlich neben der Luftverdünnung in der Rauchkammer auch diejenige in der Feuerbüchse bestimmt und gefunden, dass im Allgemeinen der Ueberdruck der äussern Atmosphäre über den Druck in der Feuerbüchse nur 0,5 bis 0,6 desjenigen der Rauchkammer beträgt. Für die Beurtheilung der Wirkungsweise der Blasrohrvorrichtung hat diese Angabe keine weitere Bedeutung; genaue Beobachtungen in dieser Beziehung gewinnen erst einen Werth, wenn es gelingt, das Gesetz der Bewegung der Verbrennungsgase von der Feuerbüchse nach der Rauchkammer aufzufinden und wenn man erkennt, in welcher Weise die Widerstände in Rechnung zu ziehen sind, welche die Gase auf ihrem Wege nach der Rauchkammer, besonders beim Durchströmen der zahlreichen engen Heizröhren zu überwinden haben.

Ueber den Wirkungsgrad der Blasrohrvorrichtung.

Im Allgemeinen wird man die Blasrohrvorrichtung einer Locomotive für um so wirksamer halten, je grösser die Luftmenge ist, die bei gleichem Dampfverbrauche angesaugt wird. Ist daher L das Gewicht der angesaugten Luftquantität und D das Gewicht des Dampfes, der in der gleichen Zeit durch das Blasrohr austritt, so giebt das Verhältniss

$$\frac{L}{D}$$

ein Maass für die Wirksamkeit der Blasrohrvorrichtung. Die Beziehung dieses Werthes $L : D$ zu den einzelnen Dimensionen der Maschine ist aber in derjenigen Gleichung (86) S. 161 ausgesprochen, die allen Untersuchungen zu Grunde gelegt wurde, mit denen wir es im Obigen zu thun hatten; es ist daher in dieser Beziehung nichts weiter hinzuzufügen.

Es lässt sich nun aber der Effect der Blasrohrvorrichtung auch in anderer Weise darstellen, indem man nämlich die Arbeit, welche dem aus der Blasrohrmündung tretenden Dampfe innewohnt, vergleicht entweder mit der Arbeit, welche die in gleicher Zeit in die Rauchkammer eintretende Luft enthält oder auch mit der Arbeit, welche dem Luft- und Dampfgemisch innewohnt, das in gleicher Zeit durch die Esse entweicht.

Strömt in der Sekunde die Dampfmenge D mit der Geschwindigkeit w durch die Blasrohrmündung, so ist die derselben innewohnende Arbeit, die mit T bezeichnet werden mag:

$$T = D \cdot \frac{w^2}{2g}.$$

Das Gewicht der Luftmenge, die in gleicher Zeit herbeiströmt sei L , die Geschwindigkeit, mit welcher sie die Heizröhren verlässt w_2 , dann ist die entsprechende Arbeit, die mit T_1 bezeichnet werde:

$$T_1 = L \cdot \frac{w_2^2}{2g}$$

Das Verhältniss η_1 beider Werthe ist daher

$$\eta_1 = \frac{L}{D} \frac{w_2^2}{w^2}.$$

Ist nun ferner, wie bisher F der Querschnitt der Blasrohrmündung, F_2 der Querschnitt aller Heizröhren, sowie γ_1 die mittlere Dichtigkeit von Dampf und Luft in der Rauchkammer, so folgt:

$$D = F w \gamma_1 \text{ und } L = F_2 w_2 \gamma_1$$

und hiernach, wenn wieder das Verhältniss $F_2 : F$ mit n bezeichnet wird:

$$\frac{w_2}{w} = \frac{1}{n} \cdot \frac{L}{D}$$

sonach ergibt die Substitution in die Gleichung für η_1 :

$$\eta_1 = \frac{1}{n^2} \left(\frac{L}{D} \right)^3 \quad (114)$$

in welcher Gleichung überdies auch noch der Werth von $L : D$ nach Gl. (86) benutzt werden kann.

Vergleiche ich hingegen die im Dampfe enthaltene Arbeit, mit derjenigen, welche der Mischung von Dampf und Luft in der Esse innewohnt, und bezeichne ich letztere mit T_2 und das Verhältniss $T_2 : T$ mit η_2 so folgt zunächst, wenn die Geschwindigkeit der Mischung im Kamine w_1 ist:

$$T_2 = (L + D) \frac{w_1^2}{2g}$$

und hiernach:

$$\eta_2 = \frac{L + D}{D} \cdot \frac{w_1^2}{w^2}$$

Es ist aber ferner, den Essenquerschnitt wieder mit F_1 und das Verhältniss $F_1 : F$ mit m bezeichnet:

$$L + D = F_1 w_1 \gamma_1 \text{ und } D = F w \gamma_1$$

und hieraus:

$$\frac{w_1}{w} = \frac{1}{m} \cdot \frac{L + D}{D}$$

Die Substitution dieses Werthes in die Gleichung für η_2 ergibt dann

$$\eta_2 = \frac{1}{m^2} \left(1 + \frac{L}{D} \right)^3 \quad (115)$$

Die beiden Grössen η_1 und η_2 , die mit dem Namen „Wirkungsgrad“ belegt werden können, lassen sich daher leicht berechnen.

Setze ich z. B. für eine Locomotive mit Steinkohlenfeuerung

$L : D = 2,30$ (s. S. 172) und $m = 9,200$; $n = 21,721$; so ergibt sich für dieselbe:

$$\eta_1 = 0,0258$$

und

$$\eta_2 = 0,424.$$

Vom praktischen Standpunkte aus ist ohnstreitig der letztere Werth der wichtigere, denn er giebt uns das Mittel an die Hand, die Arbeit zu berechnen, die wirklich auf die Anfachung des Feuers auf dem Roste verwendet werden muss.

Nehme ich an, der Blasrohrdruck betrage $1\frac{1}{4}$ Atmosphäre, so wohnt jedem Kilogramm Dampf eine Arbeit inne, die nach Zeile 8 Tab. VI S. 84 8,939 in Wärme ausgedrückt, beträgt; die Arbeit selbst ist $424 \times 8,939 = 3790,1$ Meterkilogramm, wobei allerdings von den Ausflusswiderständen abgesehen wird. Setze ich aber den Geschwindigkeitscoefficienten zu 0,95, so findet sich die effective Arbeit, wenn man die theoretische mit $0,95^2$ multiplicirt:

$$3420,56 \text{ Meterkilogramm}$$

oder wenn in der Sekunde die Dampfmenge von D Kilogramm ausgeblasen wird,

$$45,61 \cdot D \text{ Pferdestärken.}$$

Die Arbeit, welche der Luft beim Eintritt in die Rauchkammer innewohnt, ist:

$$\eta_1 \cdot 45,61 D = 1,176 \cdot D \text{ Pferdestärken}$$

und die Arbeit, welche dem Luft- und Dampfgemische beim Aufsteigen durch die Esse innewohnt

$$\eta_2 \cdot 45,61 D = 19,34 D \text{ Pferdestärken.}$$

Subtrahirt man den letztern Werth von der im Dampfe enthaltenen Arbeit, so ergibt sich diejenige Arbeit, welche auf Erzeugung des Zuges verwendet wird:

$$26,27 \cdot D \text{ Pferdestärken.}$$

Nehme ich für vorliegende Maschine nur 0,6 Kilogr. Dampf pro Sekunde an, so beträgt unter den angegebenen Voraussetzungen

die Arbeit, welche dem Dampfe beim Verlassen der Blasrohrmündung innewohnt:

27,37 Pferdestärken

und auf die Zugerzeugung werden davon verwendet:

15,76 Pferdestärken.

Die durch die Esse abziehenden Dämpfe und Gase enthalten in Form von lebendiger Kraft eine Arbeit von

11,60 Pferdestärken.

Bei andern Maschinen, schweren Güterzugmaschinen u. s. w. können sich diese Werthe noch bedeutend höher herausstellen.

Druck von Otto Neumann in Leipzig.

Berichtigungen.

S. 25. In der Tabelle, Zeile 5 (unter dem Strich) lies : 0,187 statt 1,187.

S. 80. In Formel (27) linke Seite, lies : $\frac{w^2}{2g}$ statt $\frac{w_2}{2g}$

S. 84. Tabelle VI. Zeile 12 lies : $A \frac{w^2}{2g} = \frac{r_1}{T_1} (T_1 - T_2)$ statt : $A \frac{w^2}{2g} = \frac{r_1}{T_2} (T_1 - T_2)$

S. 93. Zeile 11 lies : „In der folgenden Tabelle VIII“ statt Tabelle VII.

S. 95. Tabelle VIII, letzte Zeile in der Mitte, lies : 0,8750 statt 0,8705.

die Arbeit, welche beim Umladen der Blätter
aufzuwenden ist:

$$27,37 \text{ Joule}$$

und die Zugleistung werden dann:

$$57,30 \text{ Joule}$$

Die durch diese verschiedenen Umladungen und das Einlegen in
den von beladener Kiste eine Arbeit von

$$11,60 \text{ Joule}$$

Bei dieser Arbeit, welche die Hysterese ausmacht, können sich diese
Werte noch bedeutend höher herausstellen.

Druck von Otto Wigand in Leipzig.

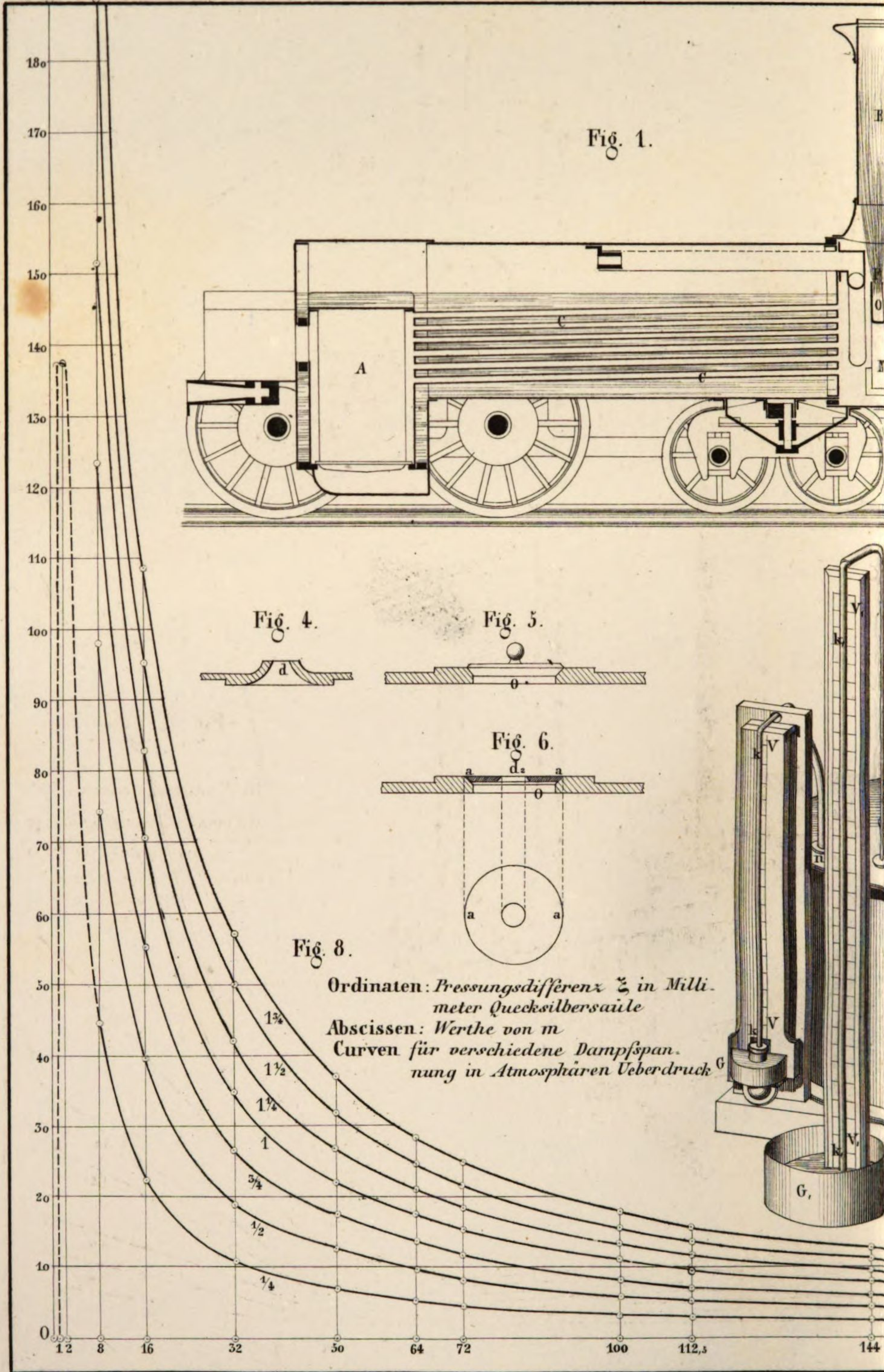
Beziehungen

1. In der Tabelle I sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.
2. In der Tabelle II sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.
3. In der Tabelle III sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.
4. In der Tabelle IV sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.
5. In der Tabelle V sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.

Die Arbeit, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden ist, wird durch die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, bestimmt.

Beziehungen

Neben der vorstehenden Tabelle sind die verschiedenen Umladungen, welche beim Umladen der Blätter aufzuwenden sind, angegeben.



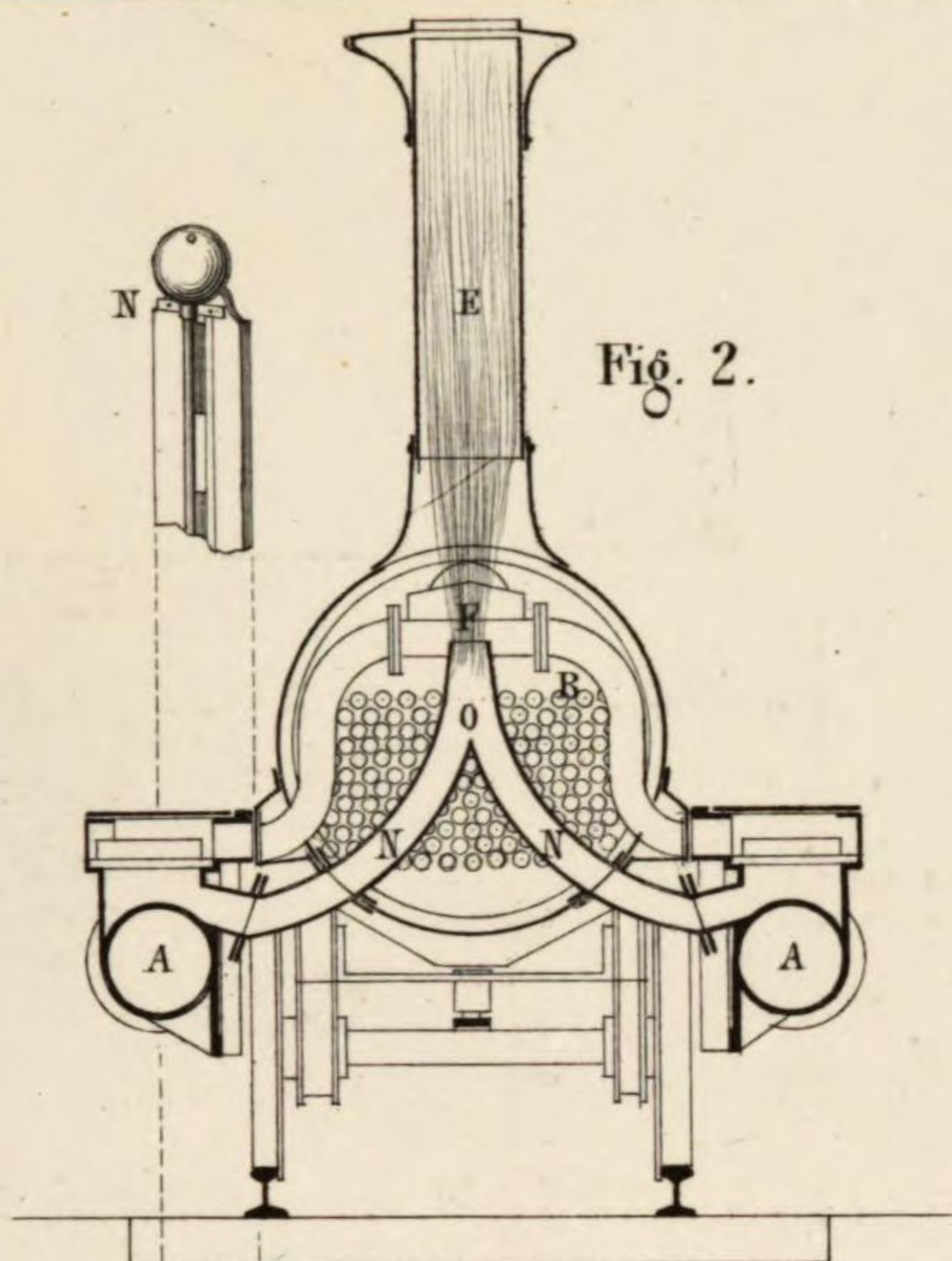


Fig. 2.

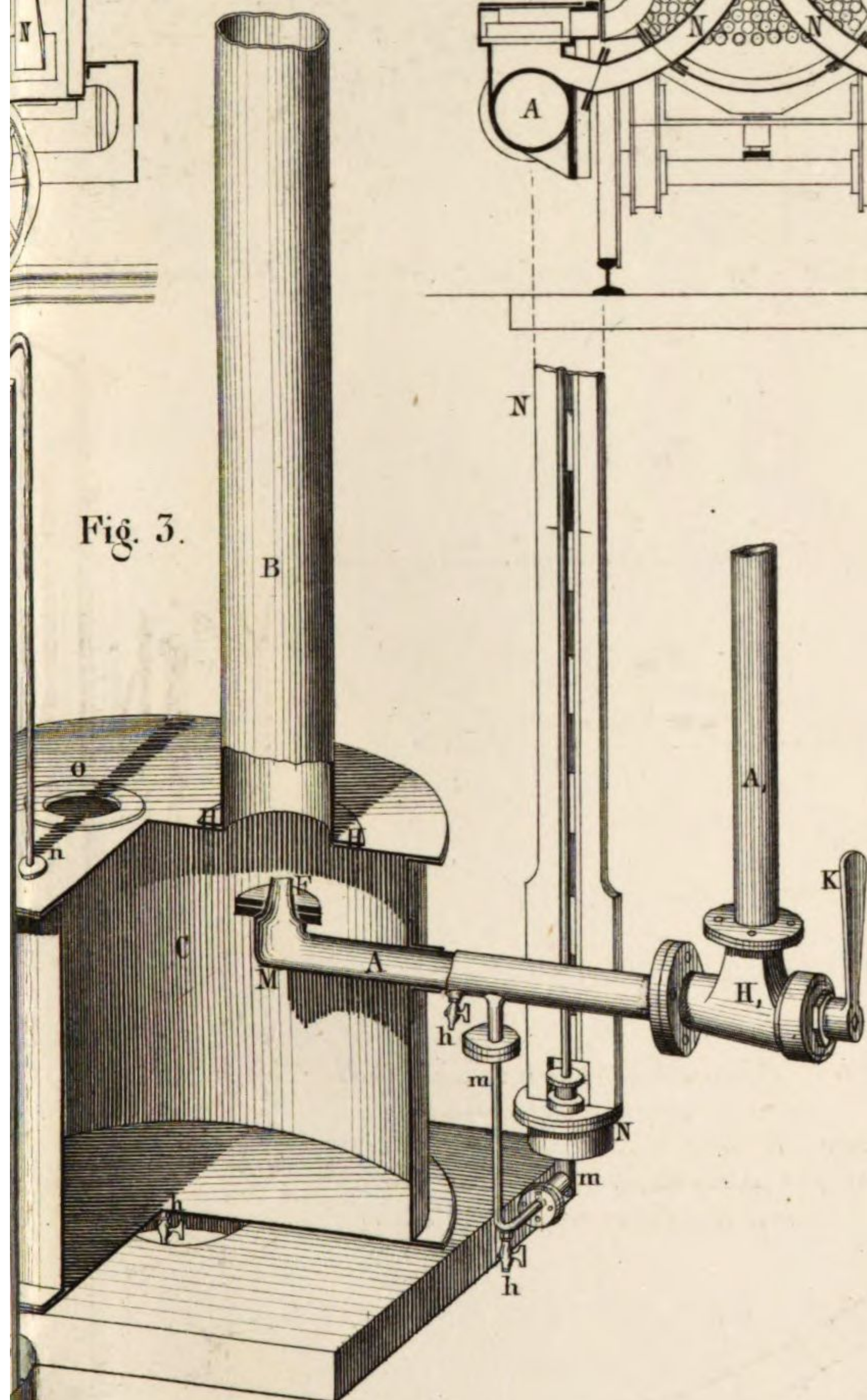
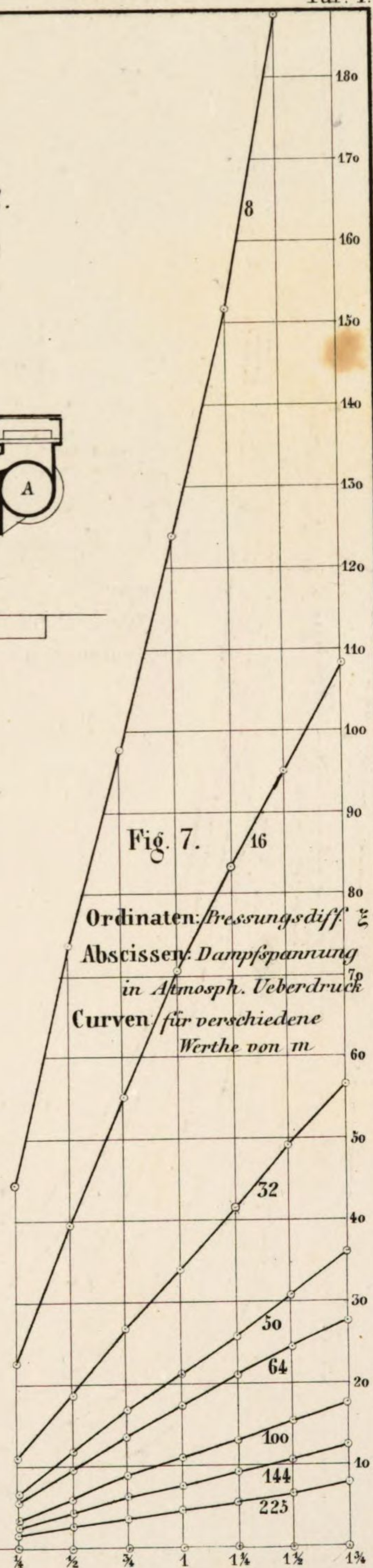


Fig. 3.





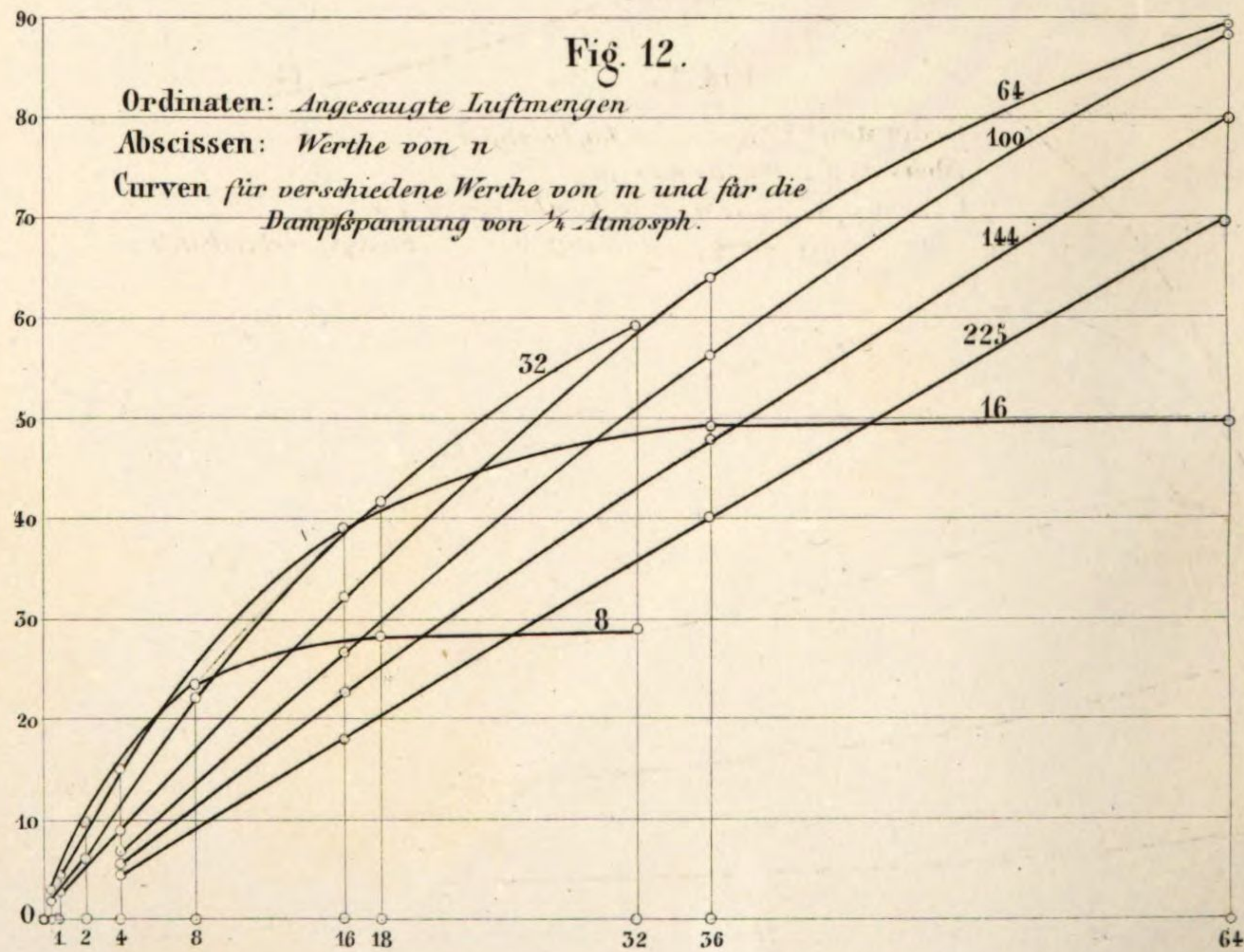
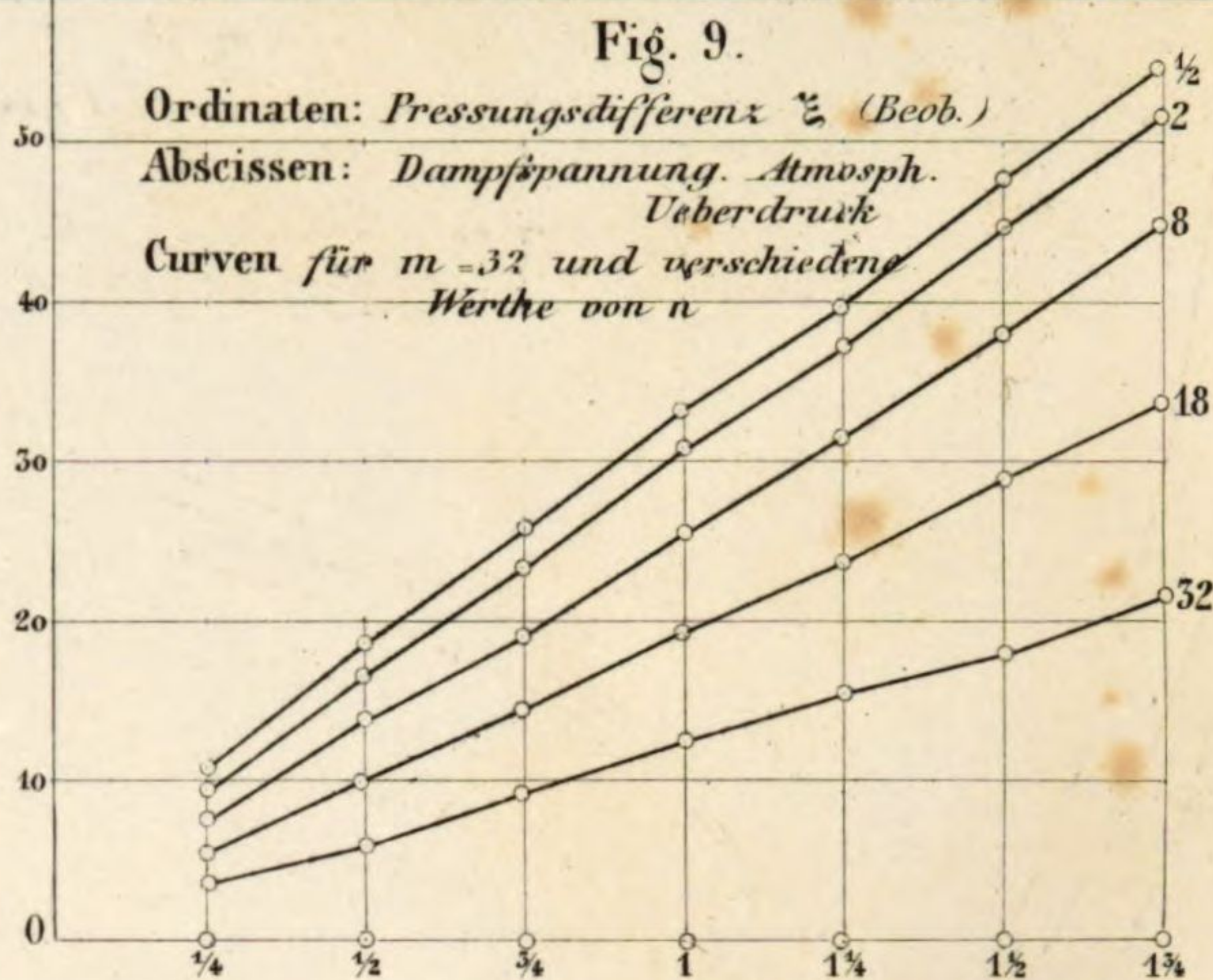
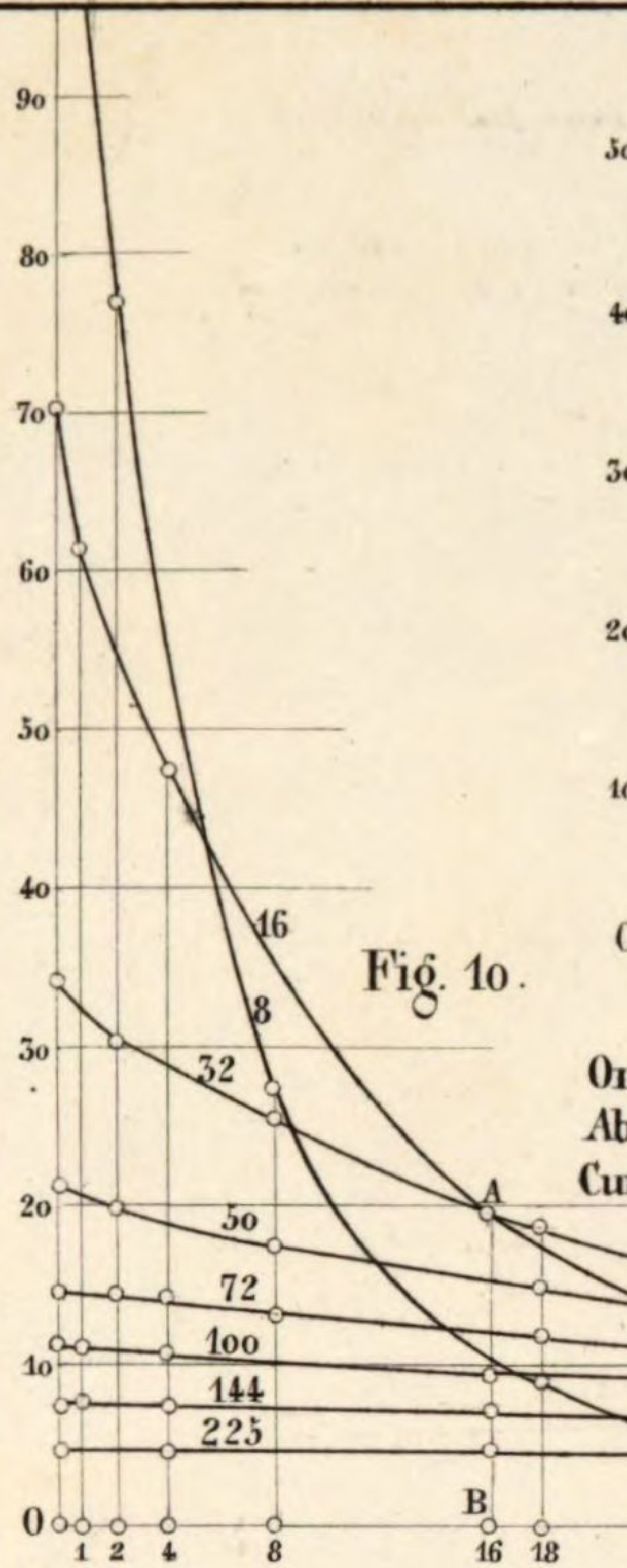


Fig. 14.

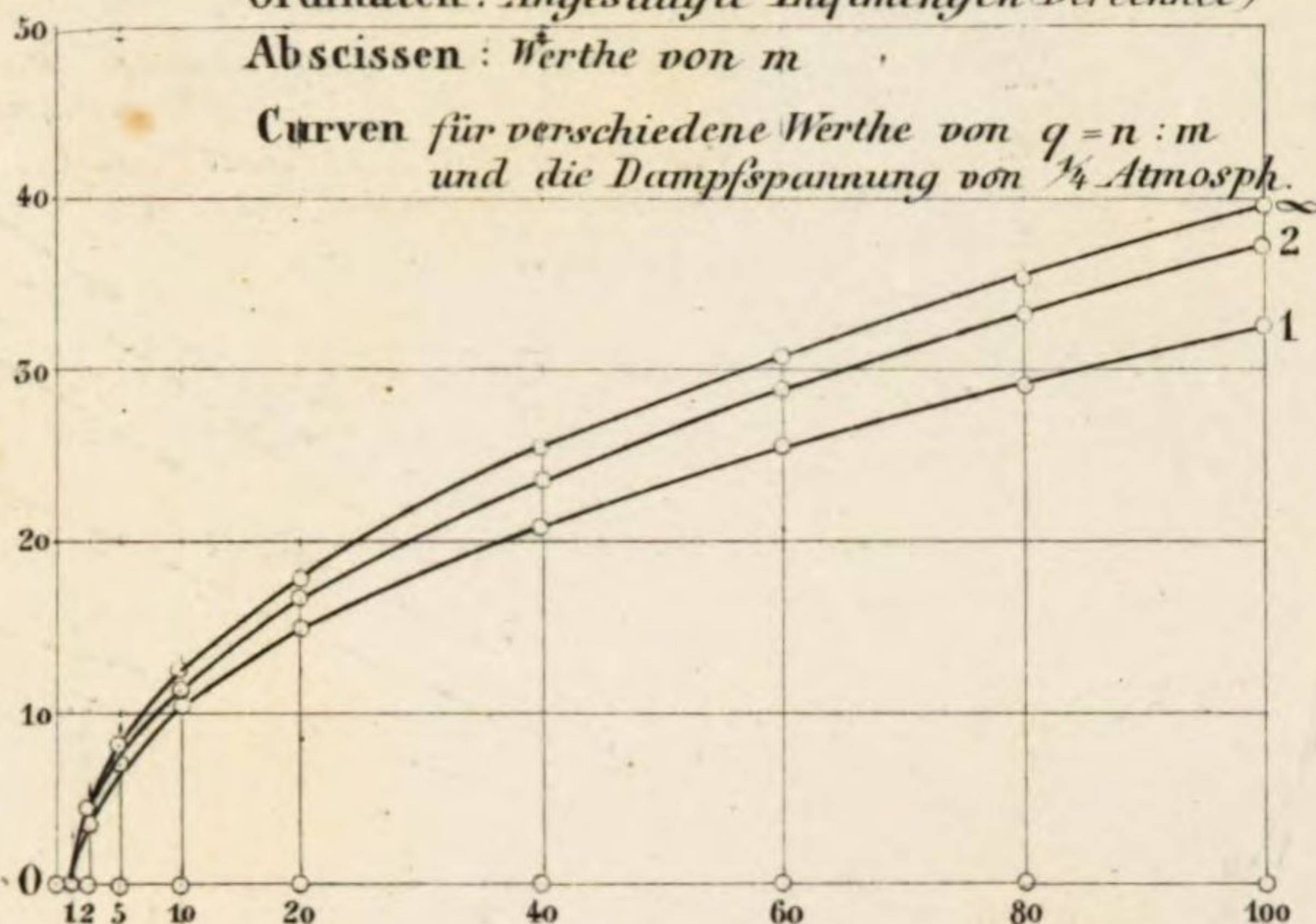
Ordinaten: *Angesaugte Luftmengen (Berechnet)*Abscissen: *Werthe von m*Curven für verschiedene Werthe von $q = n : m$
und die Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosph.

Fig. 11.

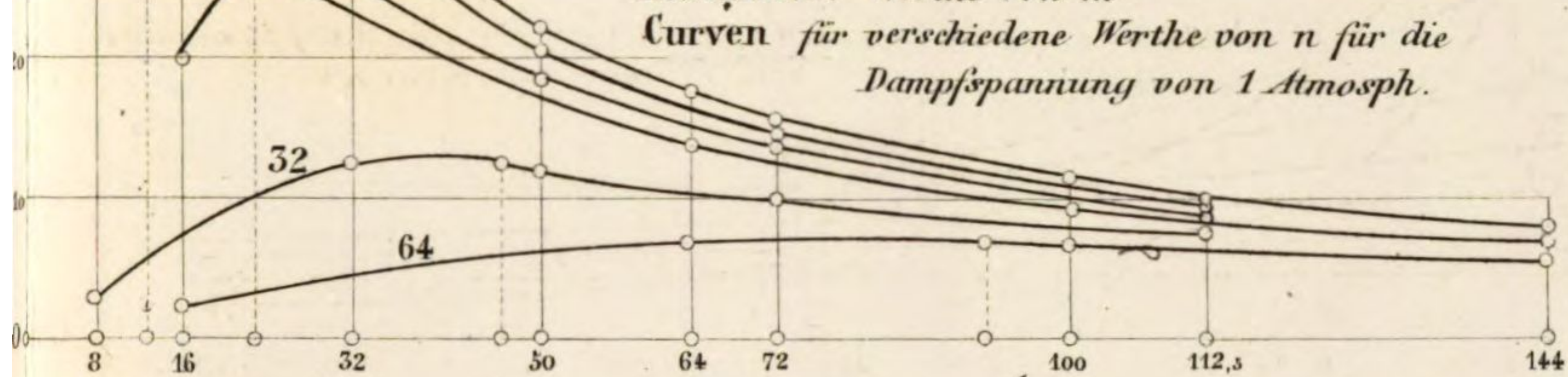
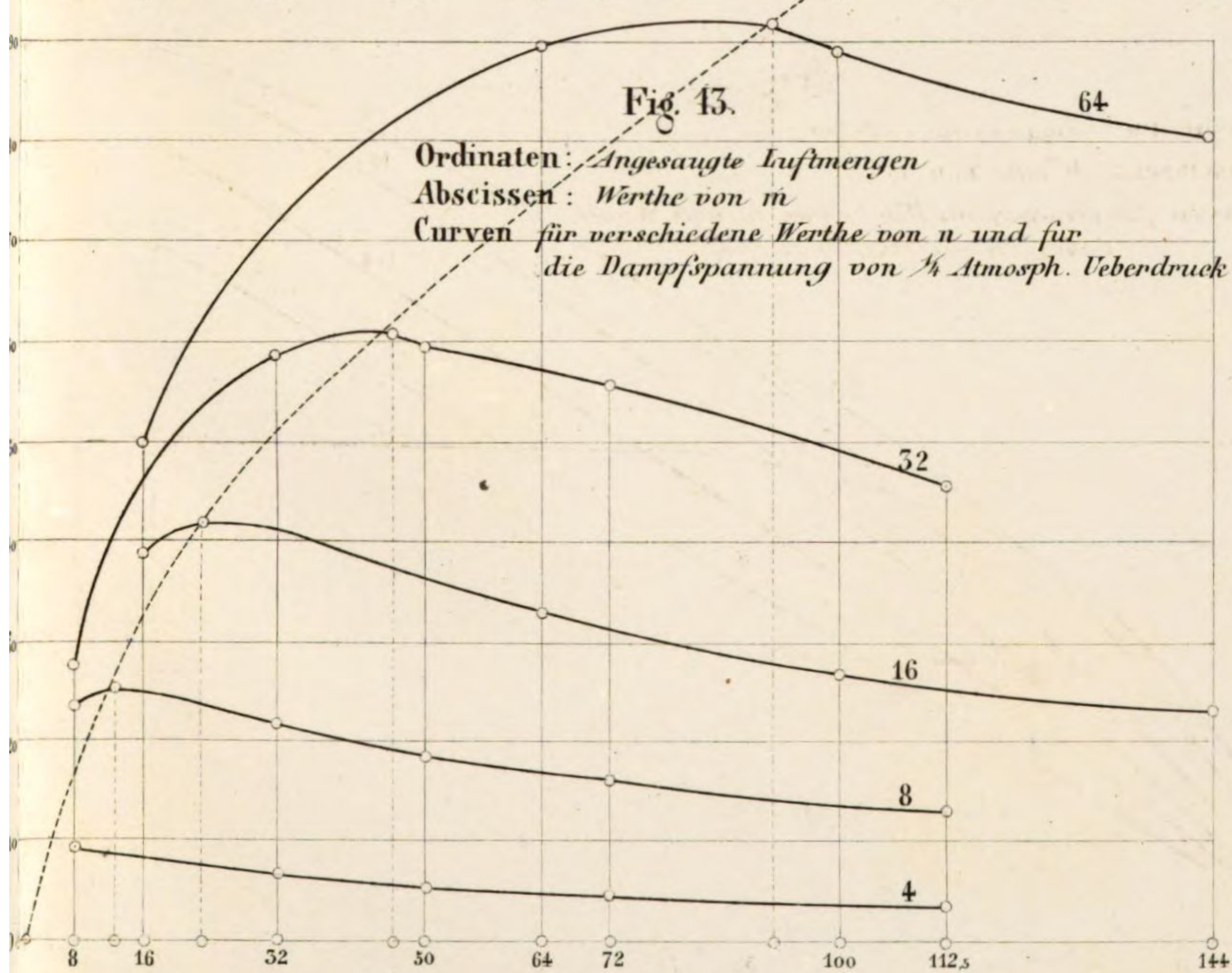
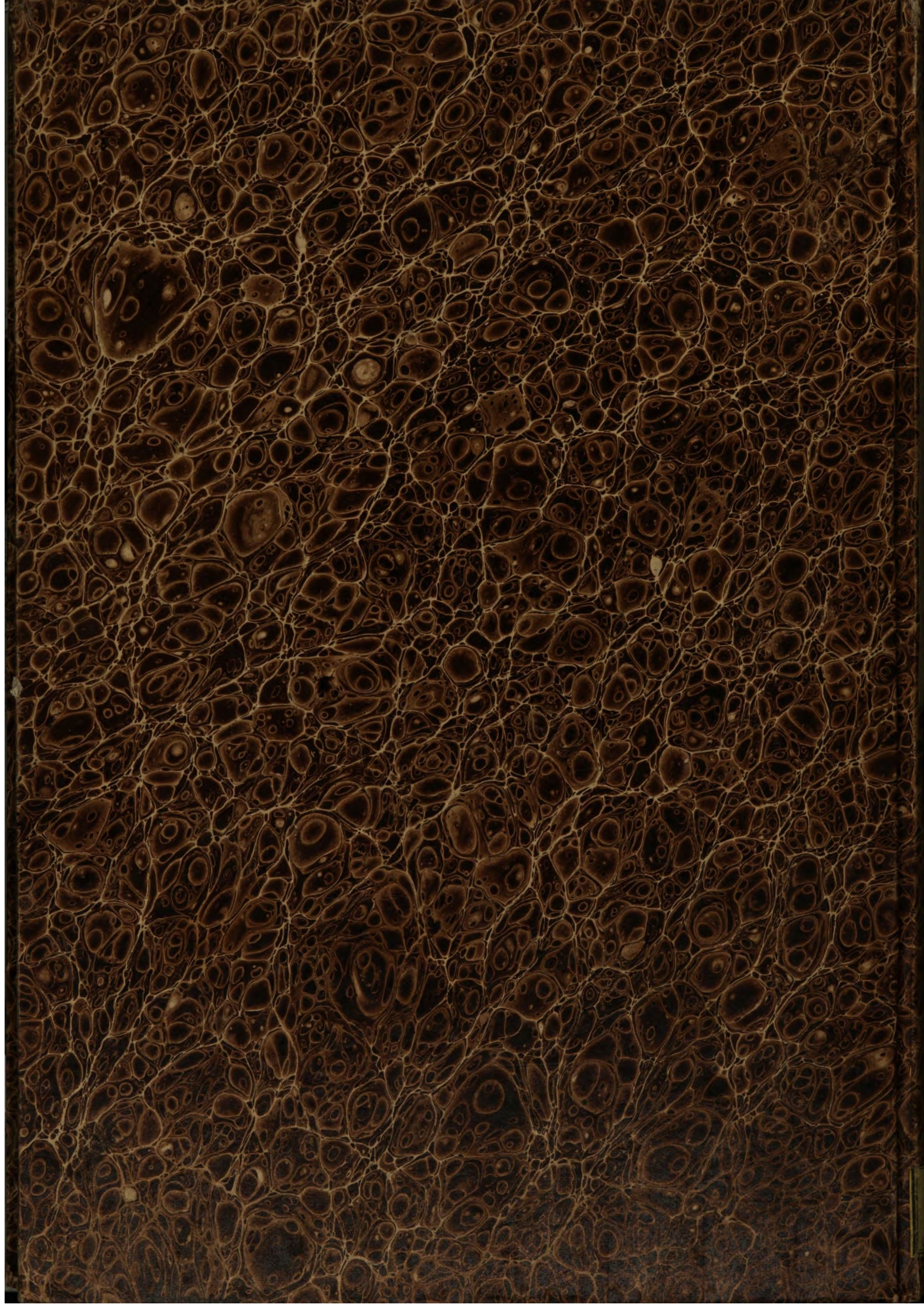
Ordinaten: *Pressungs-differenz Σ (Beobachtet)*Abscissen: *Werthe von m*Curven für verschiedene Werthe von n für die
Dampfspannung von 1 Atmosph.

Fig. 13.

Ordinaten: *Angesaugte Luftmengen*Abscissen: *Werthe von m*Curven für verschiedene Werthe von n und für
die Dampfspannung von $\frac{1}{4}$ Atmosph. Ueberdruck



Zeuner, Gustav,

Das Locomotiven-Blasrohr experimentelle und theoretische Untersuchungen über die Zugerzeugung durch Dampfstrahlen und über die saugende Wirkung der Flüssigkeitsstrahlen überhaupt

Zürich 1863

A.hydr. 1178

urn:nbn:de:bvb:12-bsb10060246-2